www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

17e JAARGANG No. 10, blz. 281-320 OCTOBER 1955

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

STRAALZENDERS MET DUBBELE FREQUENTIEMODULATIE

door C. DUCOT *). 621.396.43:621.376.32:621.396.5

De ontwikkeling van de techniek der zeer hoge frequenties (golflengten van enkele centimeters) heeft de mogelijkheid geschapen om draaggolftelefonieverbindingen tot stand te brengen met behulp van scherp gerichte radiobundels. In enige artikelen in dit tijdschrift zal een beschrijving worden gegeven van een hiervoor ontwikkelde apparatuur. Aangetoond wordt dat de toepassing van dubbele frequentiemodulatie gunstig is voor een goede signaal-ruisverhouding en tevens enkele practische, voor de telefoondienst belangrijke, voordelen meebrengt.

Inleiding

Voor de overdracht van telefoongesprekken en van televisiesignalen wordt in toenemende mate gebruik gemaakt van straalzenderverbindingen, die op golflengten van enkele meters tot enkele centimeters werken. Hierbij kunnen twee modulatiemethodes worden gebruikt, nl. frequentiemodulatie [1]) en impulsmodulatie [2]). Voor de overdracht van een groot aantal telefoonkanalen of van één of meer televisiesignalen komt bij de huidige stand van de techniek uitsluitend frequentiemodulatie in aanmerking. Een groep telefoonkanalen wordt hierbij overgebracht als één enkel signaal, op dezelfde wijze waarop dit bij draaggolftelefonie op kabels geschiedt. Hierdoor kan een straalzenderverbinding zonder enige complicatie dienst doen als schakel in een normale telefoonketen.

De met straalzenders te overbruggen afstand en het aantal kanalen worden in hoofdzaak door twee oorzaken begrensd. Bij een grotere afstand tussen zender en ontvanger wordt het ontvangen signaal zwakker, waardoor een slechtere verhouding ontstaat van het gewenste signaal tot de ruis, die, evenals in iedere radio-ontvanger, onvermijdelijk aan het signaal wordt toegevoegd. Deze „normale" ruis, die hoofdzakelijk ontstaat in weerstanden en electronenbuizen in de ontvanger, zullen wij hier aanduiden als fluctuatieruis. Hiernaast worden bij draaggolftelefonie aan ieder kanaal nog andere storende spanningen toegevoegd. Deze ontstaan doordat de overdracht van een signaal steeds met enige vervorming gepaard gaat.

De voornaamste oorzaak van deze vervorming is gelegen in het feit dat de modulatiekarakteristiek van de frequentiemodulator in de zender en de demodulatiekarakteristiek van de frequentiedetector in de ontvanger nooit volkomen recht zijn. Verder ontstaat een zekere vervorming door het niet volkomen lineair zijn van de fazekarakteristieken van de netwerken die het signaal in zender en ontvanger doorloopt. Ten slotte kan ook nog modulatievervorming ontstaan doordat het signaal wordt overgebracht via een lange leiding (bijv. een antennekabel) die niet aan tenminste één der uiteinden reflectievrij is afgesloten, dwz. met een weerstand gelijk aan de golfweerstand van de leiding. De vervorming die door de beide laatstgenoemde oorzaken ontstaat, wordt dikwijls aangeduid als fazedistorsie. Bij voortplanting van het signaal door een golfpijp is zelfs een volkomen reflectievrije afsluiting niet voldoende om fazedistorsie te voorkomen. Ten slotte zij nog vermeld dat ook modulatievervorming kan ontstaan wanneer electromagnetische golven van de zender de ontvangantenne langs verschillende wegen bereiken.

Heeft men een groot aantal kanalen, die in een normaal telefoonbedrijf sterk wisselend zijn belast, dan komen deze storende wisselspanningen in ieder kanaal ook als ruis tot uiting. Overeenkomstig het

*) Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquées, Parijs.

[1]) Zie: A. van Weel, Een experimentele zendapparatuur voor telefonie op ultrakorte golf met frequentiemodulatie, Philips techn. T. **8**, 121-128, 1946.

[2]) Zie: C. J. H. A. Staal, Een apparatuur voor multiplex-impulsmodulatie, Philips techn. T. **11**, 133-144, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spraakgebruik zullen we deze ruis aanduiden als intermodulatieruis [3]).

In dit artikel zullen wij een methode behandelen volgens welke in vele gevallen de eigenschappen van een straalzenderverbinding met betrekking tot de genoemde ruis kunnen worden verbeterd, waardoor grotere afstanden kunnen worden overbrugd of wel meer kanalen kunnen worden overgebracht. Deze methode bestaat in een dubbele frequentiemodulatie, waarbij het over te brengen signaal eerst wordt gemoduleerd op een hulpdraaggolf, met welke de draaggolf, die in een oscillerende zendbuis wordt opgewekt, wordt gemoduleerd. Ter inleiding zullen wij eerst de eisen behandelen waaraan een straalzenderverbinding voor draaggolftelefonie dient te voldoen. Na de bespreking van de dubbele modulatiemethode wordt een experimentele apparatuur beschreven die volgens dit systeem werkt.

Eisen te stellen aan een straalzenderverbinding

Door de C.C.I.F. (Comité Consultatif International de Téléphonie) is in October 1951 tijdens een congres te Florence aanbevolen, straalzenderverbindingen voor draaggolftelefonie zo mogelijk aan dezelfde eisen te laten voldoen als de internationale telefoonverbindingen die met behulp van kabels worden tot stand gebracht. Deze laatste eisen worden gedefinieerd met behulp van een „standaardcircuit", dat 2500 km lang is en waarbij op negen plaatsen demodulatie tot in de „supergroepen" (ieder 5 groepen van 12 kanalen bevattende) en hernieuwde modulatie plaats vindt.

Bij een telefoonverbinding is de grootte van het signaalvermogen op verschillende plaatsen langs de leiding zeer verschillend (zo is bijv. aan de ingangszijde van een versterker het vermogen klein en aan de uitgangszijde groot). Op bepaalde plaatsen is het vermogen even groot als aan de zendzijde [4]); men zegt dan dat dit een plaats is met relatief nulniveau. De sterkte van een signaal wordt vaak gemeten in decibels ten opzichte van een signaal dat in een punt met relatief nulniveau een vermogen van 1 mW heeft. Om te doen uitkomen dat deze wijze van sterkteaanduiding is toegepast, geeft men de signaalsterkte wel aan in dBm_0 (m voor milliwatt, 0 voor nulniveau).

Een der eisen die nu aan het bovenvermelde standaardcircuit worden gesteld, is dat het niveau van de totale ruis in elk der kanalen, voor zover deze afkomstig is van het lijngedeelte, psofometrisch gemeten [5]) op een plaats met relatief nulniveau, een waarde van 7500 picowatt niet gedurende meer dan 1% van de tijd mag overschrijden. Hierbij dient te worden opgemerkt dat bij straalzenders rekening moet worden gehouden met een bijzondere omstandigheid die zich niet bij kabelverbindingen voordoet, nl. het optreden van sluiereffect (fading). Bij gebruik van frequentiemodulatie is het resultaat van het optreden van sluiereffect niet dat de demping van de verbinding groter wordt; immers, de grootte van de wisselspanningen die in de ontvanger na de frequentiedetector worden verkregen, wordt bepaald door de frequentiezwaai en deze ondergaat door het optreden van sluiereffect geen verandering. Daarentegen ontstaat bij het optreden van sluiereffect wel een toename van de fluctuatieruis, waardoor de signaal-ruisverhouding kleiner wordt.

Bij een verbinding waarin één of meer straalzenderschakels voorkomen, dient dus bij de waardering van de fluctuatieruis rekening te worden gehouden met het voorkomen van sluiereffect. Dit effect heeft echter op de straalzendersystemen die wij onderling willen vergelijken (nl. met enkelvoudige en met dubbele modulatie),dezelfde invloed.

Wanneer in een telefoonverbinding een schakel met straalzenders is opgenomen, is er een vast verband tussen het signaalniveau op ieder punt van de verbinding en de frequentiezwaai op de straalzenderschakel. Een voor deze schakel karakteristieke grootheid is daarom die waarde van de frequentiezwaai waarbij in de punten met relatief nulniveau een signaalvermogen van 1 mW wordt verkregen. Wij zullen de effectieve waarde van deze frequentiezwaai aanduiden met de letter *d*.

In eerste aanleg kan men de grootte van *d* tamelijk willekeurig kiezen. Immers, door de versterking vóór de modulatortrap in de zender en die nà de detector in de ontvanger in tegengestelde richting te variëren, kan men de demping van de gehele verbinding constant houden bij een variabele grootte van de frequentiezwaai. Nu ontstaat door een vergroting van de frequentiezwaai een verbetering van de verhouding van het signaal tot de fluctuatieruis. Tegelijkertijd ontstaat echter een

---

[3]) Zie ook: J. te Winkel, Versterkers met tegenkoppeling voor draaggolftelefonie, Philips techn. T. **16**, 175-182, 1954.

[4]) Zie bijv. J. de Jong, Onderhoudsmetingen in een installatie voor draaggolftelefonie, Philips techn. T. **8**, 249-256, 1946, fig. 1.

[5]) Het psofometrisch, dwz. rekening houdend met de frequentieafhankelijke gevoeligheid van het oor, gemeten vermogen kan met een voor ons doel voldoende nauwkeurigheid worden gevonden door het vermogen in het beschouwde kanaal (frequentieband 4 kHz), gemeten met een niet frequentieafhankelijk instrument, met 3 dB te verminderen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

grotere vervorming, wat, zoals we hierboven reeds uiteenzetten, in ieder kanaal als een versterking van de intermodulatieruis tot uiting komt. Er blijkt hierdoor een bepaalde waarde van d te bestaan waarbij de som van deze beide bijdragen tot de ruis zo klein mogelijk is, en het is gewenst de frequentiezwaai ongeveer op deze optimale waarde in te stellen. Het is derhalve niet logisch de eigenschappen van twee systemen te vergelijken uitsluitend met het oog op de fluctuatieruis of op de intermodulatieruis. De eigenschappen van een verbinding kunnen echter wel ondubbelzinnig worden uitgedrukt in de ruis die optreedt bij de optimale frequentiezwaai.

Zoals reeds werd vermeld, is de intermodulatieruis een gevolg van het feit dat bij de overdracht van de signalen vervorming optreedt. Een maat voor deze ruis is daarom de sterkte der hogere harmonischen die worden gevormd wanneer in plaats van het uit alle telefoonkanalen samengestelde signaal een zuiver sinusoïdale spanning wordt overgebracht. Zeer vaak is het voldoende om hierbij alleen de tweede harmonische te beschouwen [6]). In dit geval kan het totale psofometrisch gemeten ruisvermogen, W_b, in één kanaal, op een plaats met relatief nulniveau, als volgt in een formule worden uitgedrukt:

$$W_b = \frac{A}{d^2} + Bd^2, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarin A en B twee constanten zijn [7]).

Het fluctuatieruisvermogen in de frequentieband van één kanaal kan worden uitgedrukt in een bepaalde frequentiezwaai. Het kwadraat van de effectieve waarde van deze frequentiezwaai wordt aangeduid als A. Deze grootheid hangt niet af van de hierboven ingevoerde grootheid d (die het nuttige signaal bepaalt), doch wel van het vermogen van de zender, het richtingseffect van de antennes, de voortplantingscondities van de electromagnetische golven, en verder van de ruisfactor [8]) van de ontvanger, van het aantal straalzenderschakels en van de gemiddelde waarde van de frequentie in de voor het beschouwde kanaal beschikbare frequentieband.

De intermodulatieruis is daarentegen wèl afhankelijk van d, en wel is het hierdoor bijgedragen ruisvermogen in ieder kanaal evenredig met d^4. De evenredigheidsfactor, B, is afhankelijk van de verschillende factoren die de vervorming veroorzaken, van de grootte van het uit alle kanalen samengestelde signaal en (evenals A) van de gemiddelde frequentie in de voor het beschouwde kanaal beschikbare frequentieband.

Het totale ruisvermogen in milliwatt in een punt met relatief nulniveau wordt nu verkregen door de som van A en Bd^4 te delen door d^2, waardoor formule (1) ontstaat.

Deze uitdrukking is minimaal voor een waarde van d die gelijk is aan

$$d_0 = \sqrt[4]{\frac{A}{B}}, \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

en de minimale waarde van het ruisvermogen bedraagt:

$$W_{r\,min} = 2\sqrt{AB}, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

welke laatste grootheid de eigenschappen van de straalzenderverbinding bepaalt. (De verbinding is beter naarmate de genoemde grootheid kleiner is.) Wij merken nog op dat voor minimale ruis, dus voor $d = d_0$, de bijdragen die de fluctuatieruis en de intermodulatieruis tot de totale ruis leveren, gelijk zijn. Een groot verschil tussen deze grootheden is daarom een aanwijzing dat de frequentiezwaai d niet goed is gekozen.

Dubbele frequentiemodulatie

Een van de voornaamste moeilijkheden bij de ontwikkeling van een straalzenderverbinding is gelegen in het handhaven van het lineaire verband tussen het aan de zender toegevoerde signaal en dat hetwelk in de ontvanger na detectie wordt verkregen. Een afwijking van deze lineariteit heeft vervorming en hierdoor, zoals reeds werd uiteengezet, intermodulatieruis ten gevolge. Een allereerste eis is dus dat in de zender de modulatie lineair geschiedt, dwz. dat het verschil tussen de momentele frequentie en de centrale frequentie exact evenredig is met de aan de modulator toegevoerde spanning. Schakelingen waarmede dit kan worden verwezenlijkt, kunnen echter met de tegenwoordig ter beschikking staande middelen alleen voor gebruik bij betrekkelijk lage frequenties worden uitgevoerd (tot ongeveer 150 MHz). De veel hogere frequentie die doorgaans voor het uit te zenden signaal wordt gewenst, kan dan door frequentietransformatie worden verkregen. Een blokschema van een volgens dit principe werkende zender is in *fig. 1a* voorgesteld. Het over te brengen signaal is hier met S (frequentie f_s) aangegeven. De oscillator O_1 (frequentie f_1) wordt gemoduleerd door de frequentiemodulator FM. De gemoduleerde spanning wordt

---

[6]) Alleen in het weinig voorkomende geval dat men de kanalen naar zo hoge frequenties heeft getransponeerd dat de gehele frequentieband van de gezamenlijke kanalen binnen één octaaf valt, spelen de bijdragen van de tweede harmonischen en de hiermede corresponderende combinatietonen geen belangrijke rol.

[7]) Zie ook: A. T. Starr en T. H. Walker, Microwave radio links, Proc. Inst. El. Engrs. **99**, 241-255, 1952 (deel III).

[8]) Zie voor de betekenis van deze uitdrukking o.a.: G. Diemer en K. S. Knol, Geruis van electronenbuizen bij zeer hoge frequenties, II. De triode, Philips techn. T. **14**, 175-184, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

toegevoerd aan de mengbuis M, waar met behulp van de oscillator O_2 (frequentie f_2) een spanning met de veel hogere centrale frequentie f_3 ontstaat ($f_3 = f_2 + f_1$), welke spanning na versterking in de versterker A_H wordt toegevoerd aan de zendantenne A_T. De laatste buis van de zender moet nu een versterkbuis zijn, en de thans beschikbare buizen voor de hoge frequenties die hier nodig zijn (bijv. 4000 MHz), kunnen slechts een vrij gering vermogen leveren (1 watt of minder). Dit beperkte vermogen beïnvloedt de verhouding van signaal tot fluctuatieruis ongunstig.

worden gerelayeerd indien de straalzenderverbinding uit meer dan één schakel bestaat. In deze beide gevallen moeten geheel verschillende schakelingen worden toegepast. Indien een versterker-zendbuis wordt gebruikt, kan men, zoals in fig. 1*b* is weergegeven, uit het in de ontvangantenne A_R ontvangen hoogfrequente signaal met behulp van de oscillator O_1 (frequentie f_4) in de mengtrap M_1 een middenfrequente spanning (frequentie f_5) verkrijgen, die na versterking in de middenfrequentieversterker A_M aan een tweede mengtrap, M_2, wordt toegevoerd. Hierin wordt met behulp van de oscilla-

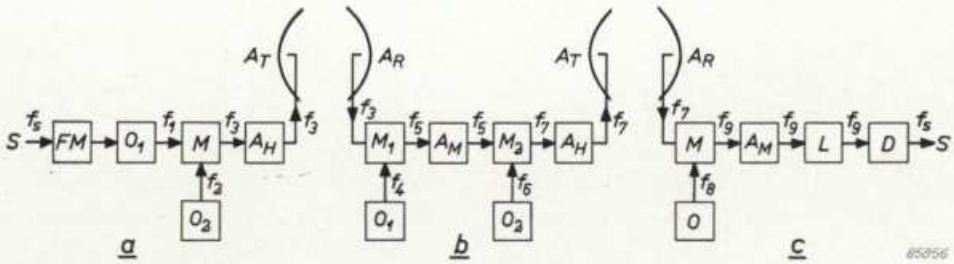


Fig. 1. Blokschema's van een zender (*a*), een relaisstation (*b*) en een eindstation (*c*) bij gebruik van een versterker-zendbuis in zender en relaisstation. De betekenis der letters is aangegeven in de tekst.

Wordt als zendbuis een oscillatorbuis gebruikt, dan kan men buizen gebruiken die een veel groter vermogen kunnen leveren, nl. van de orde van grootte van 10 W. In dit geval wordt het over te brengen signaal S direct aan de zendbuis O toegevoerd (*fig. 2a*), en deze buis zou dus met een zeer goede lineariteit in frequentie gemoduleerd moeten worden. Zoals reeds hierboven werd gezegd, kan

tor O_2 (frequentie f_6) weer een hoogfrequent signaal (frequentie f_7) verkregen, hetwelk na versterking in de versterker A_H aan de zendantenne A_T wordt toegevoerd. In de regel laat men f_7 van f_3 verschillen, waardoor vele ongewenste koppelingen tussen ingang en uitgang kunnen worden voorkomen. Het is dus niet altijd nodig om op een relaisstation door middel van een frequentiedetector het laagfrequente

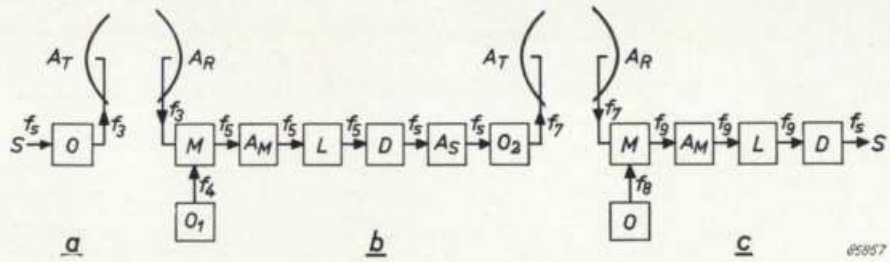


Fig. 2. Blokschema's van een zender (*a*), een relaisstation (*b*) en een eindstation (*c*) bij gebruik van een oscillerende zendbuis in zender en relaisstation en bij toepassing van enkelvoudige modulatie. De betekenis der letters is aangegeven in de tekst.

echter bij hoge frequenties niet aan deze eis worden voldaan. (Men zou wel een sterke tegenkoppeling kunnen toepassen, maar in dat geval is een stabiele instelling van de zender zeer moeilijk te verkrijgen en te handhaven.)

In de figuren 1 en 2 zijn bij *b* blokschema's weergegeven van de tussenstations, waar de signalen

signaal terug te verkrijgen. (Dit laatste is natuurlijk wèl nodig wanneer ter plaatse van het relaisstation aansluiting aan telefoontoestellen of aan een telefoonnet moet plaatshebben.) Indien echter als zendbuis een oscillator wordt gebruikt (fig. 2*b*), is het noodzakelijk in ieder relaisstation demodulatie toe te passen. Het middenfrequente versterkte

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

signaal wordt daarvoor via een begrenzer L toegevoerd aan de frequentiedetector D. Het hierbij verkregen laagfrequente signaal wordt dan weer via de versterker A_s aan de oscillerende zendbuis O_2 toegevoerd. Daar demodulatie en modulatie steeds met enige vervorming gepaard gaan, is dit als een belangrijk nadeel van het gebruik van een oscillerende zendbuis te beschouwen.

In fig. 1 en 2 zijn met c nog blokschema's van de eindstations aangegeven. Het zal duidelijk zijn dat deze in beide gevallen gelijk kunnen zijn. Uit het antennesignaal met de frequentie f_7 en het oscillatorsignaal met de frequentie f_8 wordt in de mengbuis M het middenfrequente signaal met frequentie f_9 verkregen, dat via de middenfrequentieversterker A_M en de begrenzer L wordt toegevoerd aan de frequentiedetector D, die het laagfrequente signaal S levert.

De *figuren 3* en *4* geven op een frequentieschaal een aanduiding van de verschillende frequenties die bij de bespreking van de figuren 1 en 2 ter sprake kwamen. De gedeelten a, b en c hebben ook hier weer betrekking op de zender, het relaisstation en het eindstation.

Door het grotere vermogen dat bij het gebruik van een oscillator-zendbuis ter beschikking staat, biedt een met dergelijke buizen werkende straalzenderverbinding een betere waarborg tegen storingen bij het optreden van sluiereffect. Het is mogelijk dat, wanneer in een bepaalde mate sluiereffect optreedt, bij een systeem met oscillerende zendbuizen (fig. 2) slechts een verkleining van de signaal-ruisverhouding optreedt, terwijl onder dezelfde omstandigheden bij een systeem met versterker-zendbuizen (fig. 1) de verbinding vrijwel geheel onderbroken wordt.

Een modulatiesysteem waarbij een oscillerende buis als zendbuis kan worden gebruikt en waarbij toch bij een veel lagere frequentie kan worden gemoduleerd, is het systeem met dubbele modulatie, dat werd uitgevonden door Armstrong. Het werd, voor zover ons bekend is, voor straalzenders het eerst voorgesteld door L. E. Thompson [9]) en toegepast door de Radio Corporation of America (RCA) bij een experimentele verbinding tussen New York en Philadelphia [10]). Vervolgens

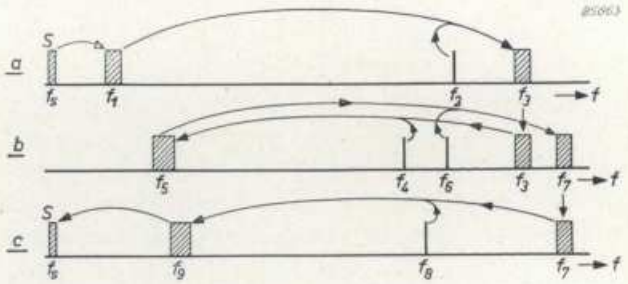


Fig. 3. Voorstelling van de frequenties van de signaalspanningen in een zender (a), een relaisstation (b) en een eindstation (c) bij gebruik van een schakeling volgens fig. 1.

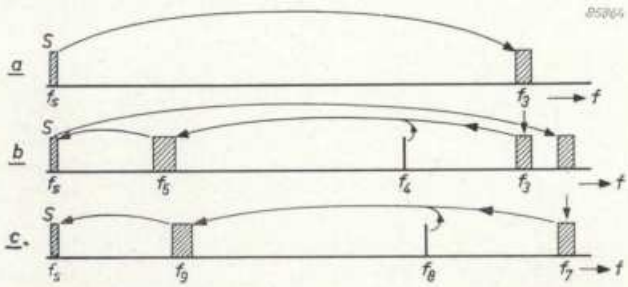


Fig. 4. Voorstelling van de frequenties van de signaalspanningen in een zender (a), een relaisstation (b) en een eindstation (c) bij gebruik van een schakeling volgens fig. 2.

werd dit systeem toegepast door de Western Union Telegraph bij een verbinding tussen New York, Washington en Pittsburgh [11]). Blokschema's van een volgens dit systeem werkende zender, een relaisstation en een eindstation zijn weergegeven in *fig. 5*, terwijl in *fig. 6* weer een voorstelling is gegeven van de frequenties van de stromen en spanningen

[9]) L. E. Thompson, A microwave relay system, Proc. Inst. Rad. Engrs. **34**, 936, 1946.
[10]) G. G. Gerlach, Microwave relay communication system, R.C.A. Review **7**, 576-600, 1946.
[11]) J. J. Lenehan, A radio relay system employing a 4000 Mc/s 3-cavity klystron, Western Union tech. Rev. **6**, 111-116, 1952.

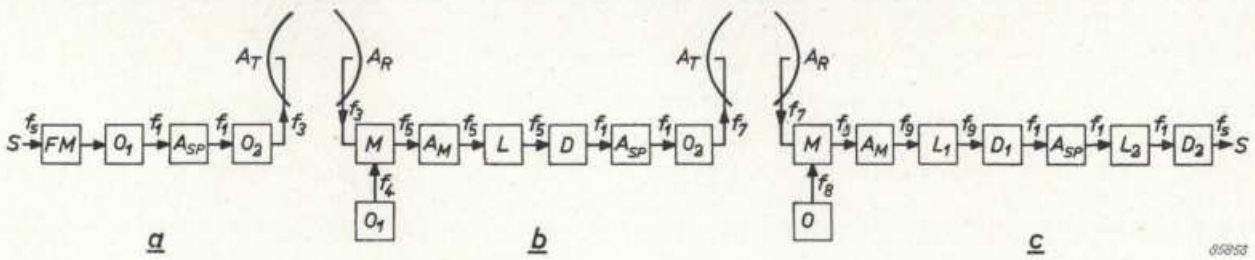


Fig. 5. Blokschema's van een zender (a), een relaisstation (b) en een eindstation (c) bij gebruik van een oscillerende zendbuis en bij toepassing van dubbele modulatie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die op verschillende plaatsen in de schakeling optreden. In de zender wordt het over te brengen signaal S met behulp van de frequentiemodulator FM gemoduleerd op een hulpdraaggolf met frequentie f_1, die wordt opgewekt in de oscillator O_1. Via de versterker A_{SP} wordt deze hulpdraaggolf toegevoerd aan de oscillerende zendbuis O_2 (frequentie f_3), die hiermede in frequentie wordt gemoduleerd. In een relaisstation, waarvan het eerste gedeelte weer een normale ontvanger voor frequentiemodulatie is (vgl. fig. 2*b*), wordt met behulp van de frequentiedetector D de hulpdraaggolf verkregen,

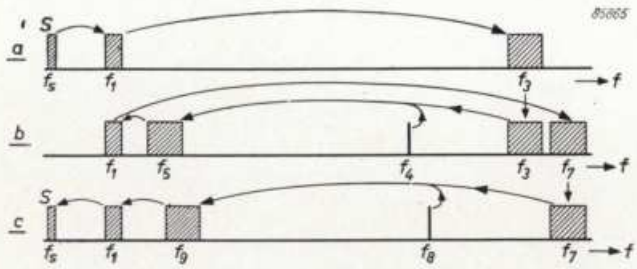


Fig. 6. Voorstelling van de frequenties van de signaalspanningen in een zender (*a*), een relaisstation (*b*) en een eindstation (*c*) bij gebruik van een schakeling volgens fig. 5.

die via de versterker A_{SP} aan de oscillerende zendbuis O_2 wordt toegevoerd. Demodulatie van de hulpdraaggolf behoeft dus in een relaisstation niet te geschieden. Ook het eerste gedeelte van een eindstation is een normale ontvanger voor frequentiemodulatie (vgl. fig. 2*c*). De door de frequentiedetector D_1 geleverde hulpdraaggolf wordt via de versterker A_{SP} en de begrenzer L_2 toegevoerd aan de tweede frequentiedetector D_2, die het overgebrachte signaal S levert.

Door het feit dat de frequentie f_1 van de hulpdraaggolf altijd enkele malen hoger moet zijn dan de hoogste frequentie van het over te brengen laagfrequente signaal S, wordt bij toepassing van dubbele modulatie de verhouding van signaal tot fluctuatieruis in ongunstige zin beïnvloed. Zoals echter in de vorige paragraaf werd uiteengezet, is het ongewenst om twee modulatiesystemen alleen op grond van de fluctuatieruis te vergelijken. Ontegenzeggelijk zijn aan het gebruik van dubbele modulatie belangrijke voordelen verbonden, nl.:

1) Een goede lineariteit wordt alleen vereist in de eerste modulator en in de laatste frequentiedetector, die op een betrekkelijk lage frequentie werken. De modulatievervorming die ontstaat op de draaggolf of op middenfrequente signalen, veroorzaakt nl. na detectie alleen hogere harmonischen van de hulpdraaggolf, en daar deze, alvorens aan de tweede demodulator te worden toegevoerd, een filter passeert, heeft deze vervorming slechts zeer weinig invloed op de intermodulatieruis. Hierdoor worden geen zeer hoge lineariteitseisen gesteld aan de fazekarakteristiek van hoogfrequentie- en middenfrequentiekringen in zenders, relaisstations en ontvangers. Evenmin worden aan de modulatiekarakteristiek van de oscillerende zendbuizen in zender en relaisstations en aan de karakteristiek van de frequentiedetector in de relaisstations en de eerste frequentiedetector in een eindstation zeer hoge lineariteitseisen gesteld. Ten slotte zal ook de fazedistorsie die ontstaat doordat de hoogfrequente signalen over lange antenneleidingen worden overgebracht, geen belangrijke rol spelen. Een relaisstation waar geen demodulatie van de hulpdraaggolf plaatsvindt, zal dus slechts zeer weinig tot de intermodulatieruis bijdragen. Deze eigenschap wordt door geen der beide andere besproken systemen gedeeld.

2) Door het onder 1) vermelde is de frequentiezwaai waarmede de modulatie van de draaggolf door de hulpdraaggolf plaatsvindt, niet in hoge mate door lineariteitseisen beperkt. Hierdoor kan de frequentiezwaai groot worden gekozen (bijv. 5 MHz of zelfs groter). Dit heeft weer een gunstige invloed op de verhouding van de signaalspanning tot de fluctuatieruis, waardoor de ongunstige invloed die de hoge frequentie van de hulpdraaggolf op deze verhouding heeft, grotendeels wordt gecompenseerd.

3) Bij dubbele modulatie worden aan de begrenzers minder hoge eisen gesteld dan bij enkele modulatie[7]).

4) Modulatie en demodulatie van de hulpdraaggolf geschieden alleen op de plaatsen waar dit door de dienst wordt vereist. De vervorming, dus de intermodulatieruis, wordt hierdoor vrijwel alleen beïnvloed door het aantal relaisstations waar dit laatste nodig is, en niet door het totale aantal relaisstations (welk laatste aantal vaak ongeveer vijf maal groter is).

5) Dubbele modulatie biedt de mogelijkheid om onafhankelijk van de „normale" telefoonkanalen tevens signalen over te brengen met enkelvoudige modulatie, bijv. als dienstkanaal of als signaal voor meet- of controledoeleinden, waarbij geringere eisen aan de ruisvrijheid worden gesteld. (De voordelen van dubbele modulatie gelden dan natuurlijk niet voor deze signalen.)

Vermeld zij hier nog dat de toepassing van dubbele modulatie voor ons ook daarom aantrekkelijk was omdat wij beschikken over een oscillerende zendbuis van een bijzonder eenvoudige en robuuste constructie, nl. de multireflectiebuis, geconstrueerd door F. Coeterier. Het moduleren met de genoemde grote frequentiezwaai is bij deze buis geen probleem, aangezien de „electronische bandbreedte"

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hiervan ca. 30 MHz bedraagt. Reeds eerder werd in dit tijdschrift een beschrijving van de multireflectiebuis gegeven; in dit nummer zal men een artikel aantreffen waarin nieuwere uitvoeringsvormen van dit buistype worden behandeld [12]).

Vergelijking van de signaal-ruisverhouding bij systemen met enkelvoudige en met dubbele modulatie

Wij zullen thans een kwantitatieve vergelijking maken van de signaal-ruisverhouding bij straalzendersystemen met enkelvoudige en met dubbele modulatie. Om redenen die na het bovenstaande duidelijk zullen zijn, nemen we aan dat in het eerste geval een versterker-zendbuis wordt gebruikt (fig. 1).

Voor het maken van deze vergelijking onderstellen wij dat met ieder van deze straalzendersystemen een standaardcircuit wordt opgebouwd, zoals dat waarop de C.C.I.F.-eisen betreffende de toelaatbare ruis betrekking hebben. Dit circuit is dus 2500 km lang, en we zullen aannemen dat het geheel bestaat uit straalzenderschakels. Overeenkomstig de C.C.I.F.-voorschriften nemen wij aan dat bij negen van de relaisstations demodulatie tot in de supergroepen en hernieuwde modulatie plaats vindt.

Om de twee systemen zoveel mogelijk onder dezelfde omstandigheden te beschouwen, onderstellen wij dat alle karakteristieke grootheden die niet van de keuze van het systeem afhangen, in beide gevallen even groot zijn. Deze grootheden zijn: het aantal en de lengte van de schakels, de draaggolffrequentie, de versterkingsfactor van de antennes, de voortplantingscondities van de electromagnetische golven tussen zend- en ontvangantenne en de ruisfactor van de ontvangers. Zoals wij hierboven reeds vermeldden, zal in verband met de ter beschikking staande buizen het vermogen van de zenders bij beide systemen niet even groot zijn. Verder zal ook in beide gevallen de frequentiezwaai verschillend zijn. Wij zullen aannemen dat deze bij het straalzendersysteem volgens fig. 1 is ingesteld op de waarde die met het oog op de ruis het gunstigst is, en dat bij het systeem volgens fig. 5 ditzelfde het geval is met de frequentiezwaai op de hulpdraaggolf. In dit laatste geval zal de frequentiezwaai op de uitgezonden draaggolf natuurlijk worden ingesteld op de grootste waarde die voor de zendbuis toelaatbaar is.

Wanneer in plaats van het uit de telefoonkanalen samengestelde signaal een sinusoïdale spanning wordt overgebracht, zal de overdracht ook met een zekere vervorming gepaard gaan, met andere woorden: er worden hogere harmonischen gevormd. We duiden nu met μ die frequentiezwaai aan waarbij, in het geval van enkelvoudige modulatie, een bepaalde verhouding van de tweede harmonische tot de eerste ontstaat (deze verhouding kan bijv. 10^{-6}, dus 60 dB bedragen). Bij dubbele modulatie duiden we de frequentiezwaai op de hulpdraaggolf waarbij deze zelfde vervorming optreedt, aan als μ'. Verder voeren wij de volgende notatie in: P is het zendervermogen bij gebruik van een versterker-zendbuis (fig. 1) en P' is het vermogen dat bij een oscillerende zendbuis (fig. 5) wordt uitgestraald. Ten slotte is f_1 de centrale frequentie van de hulpdraaggolf en is Δ de frequentiezwaai waarmede de uitgezonden draaggolf door de hulpdraaggolf wordt gemoduleerd.

Men kan nu aantonen [13]) dat de verhouding van de totale ruisvermogens voor een systeem volgens fig. 1 en een systeem volgens fig. 5 gelijk is aan:

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\mu'}{\mu} \frac{\Delta}{F} \sqrt{\frac{P'}{P}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Indien uit deze formule een getal η volgt dat groter is dan 1, is het systeem met dubbele modulatie te prefereren. Echter ook als uit (4) zou volgen, dat η gelijk aan 1, of zelfs een weinig kleiner is, zal in het algemeen dubbele modulatie nog de voorkeur verdienen, en wel om enkele van de voordelen die wij hierboven reeds noemden en die in formule (4) niet tot uitdrukking komen.

Wanneer men nu bijv. 60 telefoonkanalen wenst over te brengen, kunnen in formule (4) de volgende getallen worden ingevuld:

$$\Delta = 5 \quad \text{MHz},$$
$$F = 1{,}5 \text{ MHz}.$$

Is verder P'/P gelijk aan 10, wat ongeveer geldt voor de heden ten dage ter beschikking staande buizen, dan volgt uit (2)

$$\eta = 7{,}5 \frac{\mu'}{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Onderstellen wij dat bij het systeem met enkelvoudige modulatie de middenfrequentie 100 MHz bedraagt, dan kan voor μ ongeveer een waarde van 0,35 MHz aangenomen worden. Uit (5) volgt nu dat, om η groter dan 1 te maken, μ' groter dan 46,5 kHz dient te zijn. Dit laatste is met een frequentie-

[12]) F. Coeterier, De multireflectiebuis, een nieuwe oscillatorbuis voor zeer korte golven, Philips techn. T. **8**, 257-267, 1946; De multireflectiebuis als zendbuis in een straalzenderverbinding, Philips techn. T. **17**, 293-298, 1955 (No. 10).

[13]) Zie: C. Ducot, Procédé technique pour l'amélioration des performances des faisceaux hertziens en téléphonie, Onde Electrique **35**, 41-54, Jan. 1955 (No. 334).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

detector die op de frequentie van de hulpdraaggolf (bijv. 1,5 MHz) is afgestemd, gemakkelijk te realiseren [14]).

Een experimentele apparatuur met dubbele modulatie

Om de voordelen van dubbele frequentiemodulatie voor straalzenders onder gebruikmaking van de bovenvermelde zendbuis in de practijk te kunnen toetsen, werd door de Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquées te Parijs een experimentele apparatuur ontwikkeld, bestaande uit een zender en een ontvanger. Beide bestaan uit twee gedeelten, nl. een gedeelte dat is tezamengebouwd met de parabolische reflector en een gedeelte dat op een rek is gemonteerd en dat door middel van kabels met het eerste is verbonden.

Fig. 7 toont de complete zender, terwijl *fig. 8* hiervan een blokschema weergeeft. De frequentie van de hulpdraaggolf bedraagt 2 MHz. Omdat het lineair moduleren met de vereiste frequentiezwaai bij een dergelijke lage frequentie moeilijkheden opleverde, wordt de hulpdraaggolf verkregen door de uitgangsspanningen van twee oscillatoren O_1 en O_2 met frequenties van 9 en 11 MHz aan een mengbuis M toe te voeren. De 9 MHz oscillator wordt met behulp van een reactantiebuis FM gemoduleerd. De hulpdraaggolf wordt via het filter F en de versterker A_{SP1} toegevoerd aan het met de reflector samengebouwde gedeelte van de apparatuur. Hier wordt de hulpdraaggolf nogmaals versterkt in de versterker A_{SP2} en vervolgens toegevoerd aan de oscillerende zendbuis O_3. Hiervoor wordt gebruikt er voor dat de frequentie respectievelijk van de hulpdraaggolf en de draaggolf voldoende constant blijft. Aan de laatstgenoemde stabilisator zal in dit tijdschrift nog een afzonderlijk artikel worden gewijd.

Fig. 7. De experimentele zender voor dubbele frequentiemodulatie. Links het rek, rechts de op een statief gemonteerde reflector met de hiermede tezamengebouwde apparatuur.

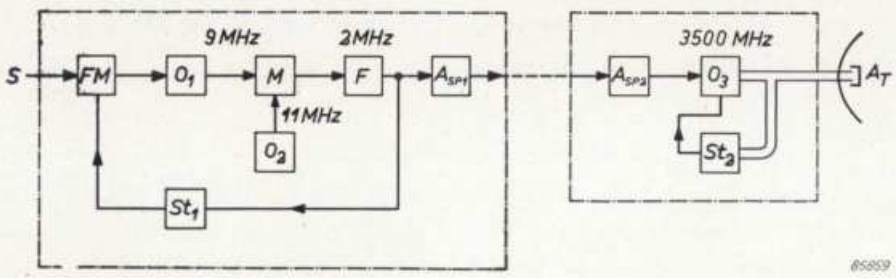


Fig. 8. Blokschema van de in fig. 7 voorgestelde zender. Het linker door een streep-stiplijn begrensde gedeelte is op het rek gemonteerd, terwijl het rechterdeel met de reflector is tezamengebouwd.

een multireflectiebuis, die op een frequentie van ongeveer 3500 MHz werkt en een vermogen van 10 W levert. Twee stabilisatoren St_1 en St_2 zorgen

De zendantenne A_T bestaat uit een parabolische reflector waarin een straler volgens een door Cutler aangegeven constructie is geplaatst.

Fig. 9 toont de complete ontvanger, terwijl *fig. 10* hiervan een blokschema weergeeft. De antenne A_R is volkomen gelijk aan die van de zender.

Het met de reflector tezamengebouwde deel van de schakeling bevat een oscillator O bestaande uit

[14]) Men zou eventueel door frequentietransformatie in de ontvanger de frequentie van de hulpdraaggolf kunnen verschuiven naar bijv. 13 MHz, zoals werd gedaan door Thompson, waardoor gemakkelijker aan de bovenvermelde eis voor μ' kan worden voldaan, doch in de meeste gevallen zal deze maatregel niet nodig zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een triode, waarvan de frequentie door een trilholte wordt bepaald. In een mengtrap M wordt uit het antennesignaal en de oscillatorspanning een middenfrequente spanning met een frequentie van

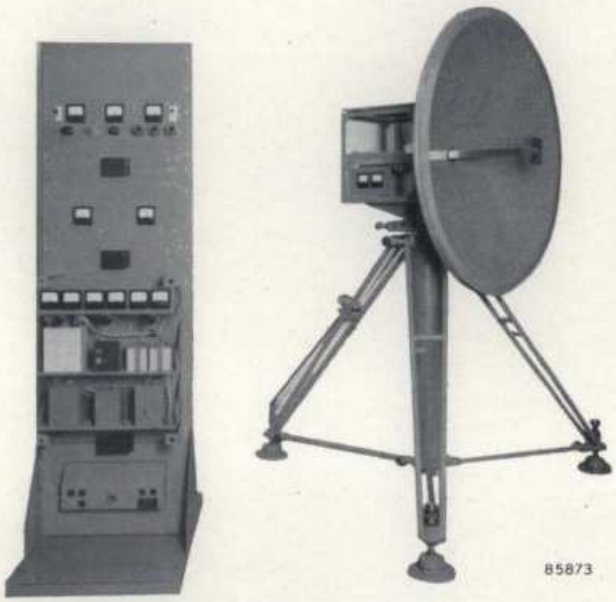


Fig. 9. De experimentele ontvanger voor dubbele frequentiemodulatie. Links het rek, rechts de op een statief gemonteerde reflector met de hiermede tezamengebouwde apparatuur.

58 MHz gevormd, die via een kabel wordt toegevoerd aan het andere deel van de apparatuur. Hierin bevindt zich allereerst een middenfrequentieversterker A_M met een ruisarme ingangstrap. De bandbreedte van deze versterker (tussen de frequenties waar de versterking 3 dB minder is dan bij de centrale frequentie) bedraagt 14 MHz. In de schakeling zijn kringen gebruikt die ten opzichte van de centrale frequentie zijn verstemd. Via een begrenzer L_M wordt het middenfrequente signaal toegevoerd aan de eerste frequentiedetector D_1, die weer de hulpdraaggolf met een frequentie van 2 MHz levert. Deze wordt via een versterker A_{SP}, een begrenzer L_{SP} en een filter F geleid naar de tweede frequentiedetector D_2, die het overgebrachte signaal S levert.

Metingen aan de apparatuur

Met de beschreven installatie werd een experimentele telefoonverbinding tot stand gebracht over een afstand van 12,5 km. Omdat deze afstand vrij klein was, werden kleine parabolische reflectoren gebruikt. De doorsnede hiervan was nl. slechts 1 m. Om verder de situatie zoveel mogelijk gelijk te maken aan die bij een verbinding over een grotere afstand, werd het zendervermogen verminderd tot 4 W en werd vóór de middenfrequentieversterker in de ontvanger een verzwakking van 5 dB aangebracht, waardoor de ruisfactor van de ontvanger 4 dB groter werd. Doordat zich tussen zender en ontvanger een obstakel bevond, onderging verder de ontvangen signaalspanning nog een verzwakking van 10 dB. De frequentiezwaai waarmede de draaggolf door de hulpdraaggolf werd gemoduleerd, bedroeg 5 MHz.

Men kan aantonen dat bij deze experimenten de fluctuatieruis even sterk was als die welke zal optreden bij een verbinding over een afstand van 50 km, wanneer het ontvangen signaal door sluiereffect een verzwakking van 24 dB ondergaat.

Indien de afstand tussen zender en ontvanger niet 12,5 km doch 50 km zou bedragen, zou de in de ontvangantenne verkregen spanning viermaal kleiner zijn, dus ten opzichte van de omstandigheden bij het experiment een vermindering van 12 dB ondergaan. Men dient echter in aanmerking te nemen dat bij een verbinding over een dergelijke grote afstand reflectoren met een grotere diameter gebruikt worden, bijv. van 3 m, waardoor het ontvangen signaal weer een versterking van 18 dB zal ondergaan. Een verdere versterking zal ontstaan doordat het vermogen van de zender op 10 W zal worden ingesteld (4 dB) en doordat zich in het algemeen tussen zender en ontvanger geen obstakel zal bevinden (10 dB). Ten slotte zal de verzwakking voor de middenfrequentieversterker niet zijn aangebracht, waardoor de ruisfactor van de ontvanger 4 dB kleiner wordt. In totaal zal dus de verhouding van signaal tot fluctuatieruis $(18+4+10+4)-12=24$ dB groter zijn dan die welke tijdens het experiment optrad.

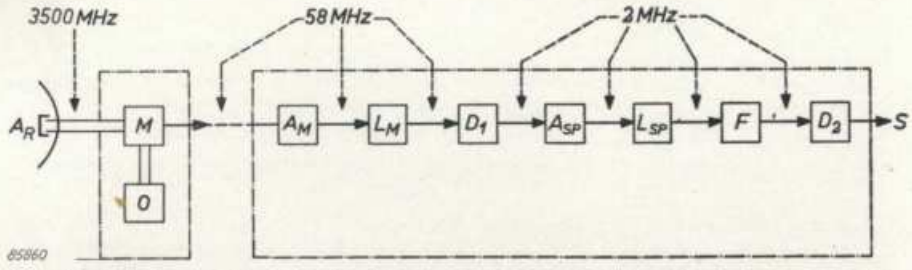


Fig. 10. Blokschema van de in fig. 9 voorgestelde ontvanger. Het linker door een streepstiplijn omgeven gedeelte is tezamengebouwd met de reflector; het rechtergedeelte is op het rek gemonteerd.

Deze installatie werd aangesloten op een draaggolftelefonieapparatuur voor 48 kanalen, van het type waarvan reeds vroeger in dit tijdschrift een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beschrijving werd gegeven [15]). Hierbij worden de 48 kanalen gebundeld tot 4 groepen, gelegen in de frequentiebanden 12-60, 60-108, 108-156 en 156-204 kHz.

Bij de metingen werden de gesprekssignaalspanningen vervangen door incoherente signalen, geleverd door een ruisgenerator. Als zodanig werd door ons een versterker gebruikt, zoals die in het hierboven genoemde draaggolftelefoniesysteem wordt toegepast voor versterking van een groep van 12 kanalen. De door deze versterker geleverde ruisspanning werd na frequentietransformatie toegevoerd aan de vier groepen kanalen, waarbij 8 kanalen werden vrijgelaten. In ieder van deze „vrije" kanalen kon nu het ruisvermogen W_b worden gemeten als functie van het vermogen W_s dat aan de andere kanalen werd toegevoerd. Men verkrijgt dan een kromme met een verloop zoals in *fig. 11* is voorgesteld. Bij kleine waarden van W_s bestaat W_b hoofdzakelijk uit de fluctuatieruis, die onafhankelijk van W_s is. Wordt echter W_s groter, dan gaat ook de intermodulatieruis een rol spelen en neemt W_b toe.

Zoals wij reeds in de inleiding vermeldden, kan men, zonder iets essentieels aan het systeem te veranderen, de frequentiezwaai op de hulpdraaggolf op verschillende waarden instellen door vóór de eerste modulator in de zender en na de tweede demodulator in de ontvanger verzwakkers aan te brengen waarvan de verzwakking in tegengestelde

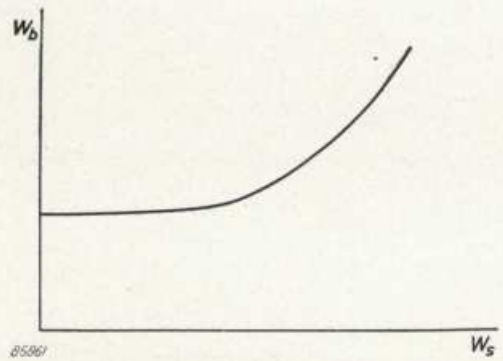


Fig. 11. Verloop van het ruisvermogen W_b in één der kanalen als functie van het vermogen W_s dat aan de andere kanalen wordt toegevoerd. De kromme geldt voor één bepaald verband tussen het niveau van het over te brengen signaal en de frequentiezwaai.

richting wordt gevarieerd. Wordt de modulerende spanning kleiner gemaakt (dus ook de frequentiezwaai verkleind), dan zal de fluctuatieruis toenemen, doch de intermodulatieruis kleiner worden. Bij vergroting van de frequentiezwaai vindt natuurlijk het omgekeerde plaats. In *fig. 12* zijn een aantal krommen weergegeven voor W_b als functie van W_s, bij waarden van de frequentiezwaai die van *a* naar

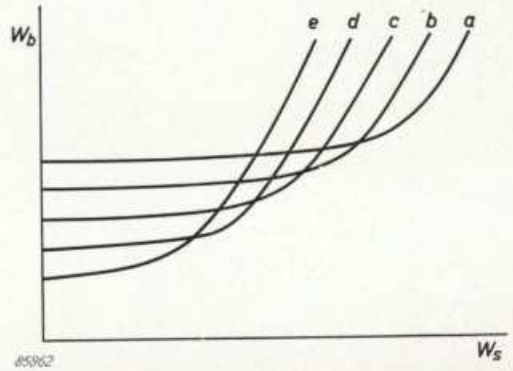


Fig. 12. Verloop van het ruisvermogen W_b in één der kanalen als functie van het vermogen W_s dat aan de andere kanalen wordt toegevoerd. De krommen gelden voor verschillende waarden van de frequentiezwaai. Bij een bepaald niveau van het over te brengen signaal neemt deze van *a* naar *e* toe.

e toenemen. We zien hieruit dat bij iedere waarde van W_s een frequentiezwaai behoort die een minimale waarde van W_b geeft. Om de frequentiezwaai op de gunstigste waarde te kunnen instellen, moet dus eerst bekend zijn welke waarde van W_s met het normale vermogen in een 48-kanalensysteem overeenkomt. Dit vermogen is natuurlijk aan sterke fluctuaties onderhevig. Uit statistische onderzoekingen is gebleken dat bij een 48-kanalensysteem gedurende ten hoogste 1% van de tijd een vermogen wordt overschreden dat in de punten met relatief nulniveau 1,2 dB boven 1 mW ligt (dus 1,2 dBm_0 bedraagt).

Dit cijfer is ontleend aan een artikel van Holbrook en Dixon [16]). Uit meer recente onderzoekingen is echter gebleken dat de door hen als normale belasting van een draaggolfsysteem gevonden vermogens met 5 dB kunnen worden verminderd. Dit laatste is dan ook in het bovenstaande in rekening gebracht.

We zullen dus de frequentiezwaai, door regeling van de beide verzwakkers, zodanig instellen dat de minimale waarde van W_b optreedt bij deze grootte van W_s. Deze stand werd experimenteel bepaald, en bij de hierna volgende metingen gehandhaafd. In *fig. 13* is nu met kromme *a* voor één der kanalen, nl. dat met de hoogste frequentieband (200-204 kHz), W_b als functie van W_s weergegeven. De schalen van deze figuur zijn in dB ten opzichte van 1 mW op de plaatsen met relatief nulniveau,

[15]) G. H. Bast, D. Goedhart en J. F. Schouten, Een draaggolftelefoniesysteem voor 48 kanalen, Philips techn. T. **9**, 161-171, 1947 en **10**, 353-363, 1948.

[16]) B. D. Holbrook en J. T. Dixon, Load rating theory for multichannel amplifiers, Bell System tech. J. **18**, 624-644, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dus in dBm_0. De frequentiezwaai waarvoor wij hierboven de letter d invoerden en die gold voor een vermogen van 1 mW in de punten met relatief nulniveau, zal dus optreden bij $W_s = 0$ dBm_0. Als gemiddelde uit metingen in verschillende kanalen werd voor d de waarde 40 kHz gevonden.

Zoals uit kromme a in fig. 13 blijkt, is in het hier beschouwde kanaal bij $W_s = 1{,}2$ dBm_0 de grootheid $W_b = -59$ dBm_0. Wanneer W_s zeer klein is, en we dus uitsluitend met fluctuatieruis te maken hebben, is $W_b = -62$ dBm_0. Zowel met betrekking tot de fluctuatieruis als tot de intermodulatieruis is dit kanaal, dat immers de hoogste frequentieband heeft, het ongunstigst. (De krommen die in andere kanalen werden gemeten, verschillen echter betrekkelijk weinig van fig. 13.) We zullen ons bij de verdere uiteenzettingen dan ook tot dit kanaal beperken.

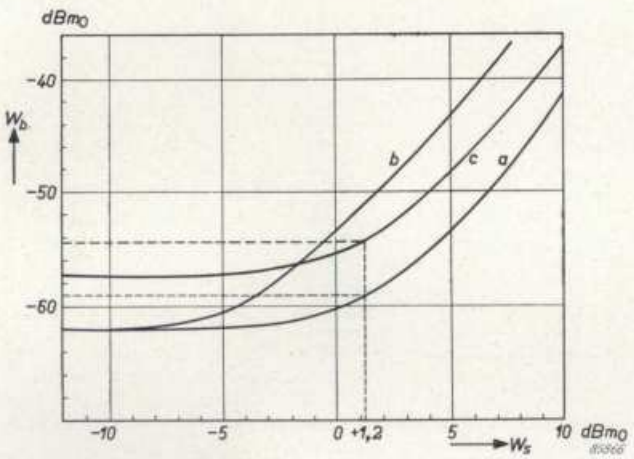


Fig. 13. a: Experimenteel gevonden kromme die aangeeft het ruisvermogen W_b in één der acht vrije kanalen als functie van het vermogen W_s dat aan de 40 overige kanalen werd toegevoerd. b: Het uit a berekende verloop van de kromme die geldt wanneer met behulp van zenders en ontvangers waarop kromme a betrekking heeft, een standaardcircuit ter lengte van 2500 km wordt opgebouwd en de frequentiezwaai op ieder van de schakels wordt ingesteld op de waarde die voor één enkele schakel het gunstigst is. c: Verloop van de kromme indien de frequentiezwaai op ieder van de schakels wordt ingesteld op de waarde die voor het geheel het gunstigst is.
De vermogens zijn uitgezet in dBm_0, dat is in dB ten opzichte van een vermogen van 1 mW in de punten met relatief nulniveau.

Conclusies uit de metingen

Uit de resultaten van de hierboven beschreven metingen kunnen conclusies worden getrokken omtrent de bruikbaarheid van zenders en ontvangers van het onderzochte type in het hierboven gedefinieerde standaardcircuit, met name wat betreft de vraag of hierbij aan de door de C.C.I.F. gestelde eisen omtrent de ruis kan worden voldaan.

De lengte van 2500 km van het standaardcircuit zal natuurlijk met behulp van een aantal relaisstations moeten worden overbrugd. Wij zullen aannemen dat 50 schakels, ieder ter lengte van 50 km, worden gebruikt.

Een verkleining van de afstand tussen de relaisstations, dus een vergroting van hun aantal, heeft een gunstig effect op de fluctuatieruis. Immers de sterkte van deze ruis is in iedere schakel evenredig met het kwadraat van de afstand tussen zender en ontvanger, terwijl het aantal schakels, bij een bepaalde totaal te overbruggen afstand, omgekeerd evenredig is met de lengte van iedere schakel. Een vergroting van het aantal relaisstations is echter vrij kostbaar. Een lengte van 50 km per schakel leek ons hier een goed compromis.

Verder zullen wij aannemen dat in twee van deze schakels de signaalsterkte door sluiereffect een factor 100 (20 dB) kleiner is dan normaal [17]). Hierdoor zal voor de totale keten de fluctuatieruis $2 \times 100 + 48 \times 1 = 248$ maal (24 dB) sterker zijn dan bij één enkele schakel waarin geen sluiereffect optreedt. Daar, zoals wij hierboven berekenden, bij de experimenten eveneens in verhouding tot het signaal een 24 dB sterkere fluctuatieruis optrad dan bij een normale 50 km lange schakel, komt dus de fluctuatieruis bij de experimenten overeen met die welke bij een standaardcircuit onder de boven omschreven omstandigheden zal optreden.

Volgens de voorschriften van de C.C.I.F. moet bij het standaardcircuit de hulpdraaggolf op negen plaatsen worden gedemoduleerd en opnieuw worden opgewekt en gemoduleerd. Als we aannemen dat de intermodulatieruis uitsluitend ontstaat in de eerste modulatoren der zenders en in de tweede demodulatoren der ontvangers (we verwaarlozen dus de fazedistorsie in kringen en leidingen), betekent dit dat de intermodulatieruis negen maal (9,5 dB) zo sterk zal zijn als in de experimentele verbinding.

Uit kromme a in fig. 13 kunnen we nu met deze gegevens een overeenkomstige kromme construeren die geldt voor het gehele circuit. Het resultaat van deze constructie is kromme b. Deze kromme zou dus gelden wanneer de boven beschreven metingen gedaan zouden worden aan het gehele standaardcircuit en hierbij op iedere schakel de frequentiezwaai d ingesteld zou zijn op de waarde die wij voor één schakel als de gunstigste gevonden hebben. Uit het feit dat ten opzichte van de experimentele verbinding de fluctuatieruis en de intermodulatieruis niet in dezelfde verhouding zijn toegenomen, volgt echter dat nu een andere waarde van d gunstiger resultaten zal geven. Vergeleken met de

[17]) Een dergelijk sterk sluiereffect zal slechts uiternate zelden op twee schakels tegelijk optreden. Metingen aan een in Amerika gebouwde straalzenderketen, die uit 107 schakels bestond, toonden aan dat een sluiereffect ter grootte van 20 dB slechts gedurende 1% van de tijd op de ongunstigste van de schakels optrad.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

experimentele verbinding zal in vergelijking (1) de grootheid A dezelfde waarde hebben behouden en B een factor 9 groter zijn. De optimale frequentiezwaai d_{opt} zal dus volgens (2) een factor

$$\sqrt[4]{\frac{9}{1}} = 1{,}73 \quad (4{,}8 \text{ dB})$$

kleiner moeten worden gekozen. Hierdoor zal de kromme b in fig. 10 over een afstand van 4,8 dB naar rechts en omhoog worden verschoven, waardoor kromme c ontstaat. We zien hieruit dat bij $W_s = 1{,}2$ dBm$_0$ W_b gelijk wordt aan $-54{,}5$ dBm$_0$. Wanneer psofometrisch wordt gemeten, kan dit cijfer nog met 3 dB worden verminderd, zodat we dan hiervoor $-55{,}5$ dBm$_0$ vinden. De toelaatbare waarde is, zoals reeds in de inleiding werd vermeld, 7500 picowatt, d.i. $-51{,}2$ dBm$_0$. De conclusie is dus dat zelfs met het hier veronderstelde zeer sterke sluiereffect de optredende ruis nog ruim 4 dB beneden de toelaatbare waarde zal bijven.

Uit de resultaten van de metingen aan de experimentele verbinding is eveneens af te leiden dat zelfs wanneer het aantal over te brengen kanalen tot 60 wordt opgevoerd, de totale ruis nog beneden de toelaatbare waarde blijft. De toeneming van de ruis door deze vergroting van het aantal kanalen bedraagt nl. slechts 3,7 dB.

Een andere ervaring die met de experimentele verbinding werd verkregen, was de grote afwijking die bij verschillende grootheden ten opzichte van hun gunstigste waarden mocht optreden, voordat de signaal-ruisverhouding merkbaar slechter werd [18]). Zo moest bijv. de locale oscillator van de ontvanger over 5 MHz worden verstemd om de ruis met 3 dB te doen toenemen. (De frequentiestabiliteit van de oscillator is zodanig dat grotere afwijkingen dan 1 MHz niet te verwachten zijn.) Om een zelfde resultaat te bereiken, moest de centrale frequentie van de hulpdraaggolf met 50 kHz worden gewijzigd. (Door de stabilisatieschakeling wordt de maximale afwijking van deze frequentie tot 10 kHz beperkt.) In het algemeen kan dus worden gezegd dat de dubbele modulatie, ondanks de schijnbare gecompliceerdheid, gekenmerkt is door een zeer grote stabiliteit.

De schrijver wenst ten slotte zijn dank uit te spreken aan Prof. G. A. Boutry, directeur van de Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquées, voor de toestemming om dit artikel te mogen publiceren en eveneens aan de heren G. Andrieux, J. Cayzac, R. Roy en hun medewerkers, die de apparatuur voor de experimentele verbinding hebben gebouwd, voor hun belangrijke bijdrage tot dit werk.

Samenvatting. In dit artikel wordt een beschrijving gegeven van een experimentele straalzender en -ontvanger waarbij dubbele frequentiemodulatie wordt toegepast. Eerst worden enkele eisen behandeld waaraan een straalzendersysteem voor draaggolftelefonie met vele kanalen in het algemeen moet voldoen. In de zender kan men een versterker-zendbuis of een oscillerende zendbuis toepassen. Van beide systemen worden enkele bezwaren genoemd. Wanneer een oscillerende zendbuis wordt gebruikt, moet het over te brengen signaal direct op deze buis worden gemoduleerd. Het is zeer moeilijk om bij de hoge frequentie waarop deze buis oscilleert een voldoend lineaire frequentiemodulatie te verkrijgen. Een gevolg van een onvoldoend lineaire modulatie is een te sterke intermodulatieruis. Bij dubbele frequentiemodulatie wordt het over te brengen signaal gemoduleerd op een hulpdraaggolf, die een vrij lage frequentie heeft, waardoor gemakkelijk aan de lineariteitseis kan worden voldaan. De hulpdraaggolf wordt nu op de uit te zenden draaggolf gemoduleerd, waarbij aan de lineariteit veel minder hoge eisen worden gesteld. Detectie van de hulpdraaggolf behoeft alleen plaats te vinden bij de relaisstations waar dit door de telefoondienst wordt vereist. Hierdoor dragen vele relaisstations vrijwel niet bij tot de intermodulatieruis. Met behulp van de experimentele zender en ontvanger werd een telefoonverbinding met 48 kanalen tot stand gebracht, waaraan de signaal-ruisverhouding werd gemeten. Uit de meetresultaten kan worden berekend dat met behulp van deze apparatuur een standaardcircuit ter lengte van 2500 km kan worden opgebouwd, waarbij aan de door de C.C.I.F. gestelde eisen omtrent de signaal-ruisverhouding kan worden voldaan.

[18]) Deze experimenten werden uitgevoerd terwijl de installatie was aangesloten aan een draaggolftelefonieapparatuur voor 24 kanalen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE MULTIREFLECTIEBUIS ALS ZENDBUIS IN EEN STRAALZENDERVERBINDING

door F. COETERIER.

621.373.423

Het aantal types microgolfbuizen waarvan de werking op looptijdeffecten van de electronen berust, is in de laatste tijd aanzienlijk uitgebreid. Klystrons, „reflexklystrons", lopendegolfbuizen en magnetrons zijn reeds veelvuldig in technische installaties toegepast, terwijl een aantal andere types nog in een meer experimenteel stadium verkeren. Het is hierbij zo dat ieder type zijn eigen toepassingsgebied heeft. Dit is ook het geval met de multireflectiebuis, die, wat de constructie betreft, wel het eenvoudigst is van alle leden van de looptijdbuizenfamilie. Als zendbuis in de zo belangrijke straalverbindingen heeft deze buis haar bruikbaarheid ten volle bewezen.

In het voorgaande artikel [1]) is een straalzender besproken, waarbij als zendbuis een multireflectiebuis gebruikt wordt. De volgende eigenschappen van deze buis waren hierbij van belang:

a) Betrekkelijk groot vermogen bij kleine golflengte, 10 W of meer op 8,5 cm.
b) Mogelijkheid van lineaire frequentiemodulatie over een grote bandbreedte, zonder dat het afgegeven vermogen aanzienlijk wordt beïnvloed. Een gunstige omstandigheid hierbij is dat het moduleren kan geschieden door een spanningsvariatie van één of meer electrodes van de buis die vrijwel geen energie opnemen.

De multireflectiebuis is reeds eenmaal in dit tijdschrift besproken [2]); dit artikel zal in het vervolg als I worden aangehaald. In het onderhavige artikel zullen enkele nieuwe inzichten worden vermeld. Verder zal de electronische afstemming worden behandeld, waarop in I niet is ingegaan. Ten slotte zal de practische uitvoering worden aangeduid.

Principe van de multireflectiebuis

We recapituleren in het kort de werking van de multireflectiebuis, die in I uitvoerig is besproken.

De principiële bouw is in *fig. 1a* geschetst. Hierin is K de kathode. A en A' zijn roosters voor het instellen van een gewenst potentiaalverloop. M en M' zijn roosters die met een trilholte verbonden zijn en waartussen een hoogfrequente wisselspanning aanwezig is. De ruimte tussen M en M' zullen wij de resonatorspleet noemen. R en R' zijn reflectie-electrodes, waarover straks meer. Het potentiaalverloop zonder hoogfrequente wisselspanning is in fig. 1*b* geschetst; de geknikte lijn kan in eerste benadering door een parabool worden vervangen.

De door K geëmitteerde electronen worden versneld en tussen M en M' door de hoogfrequente spanning in snelheid gemoduleerd. Aangezien R zich op kathodepotentiaal bevindt, keren de vertraagde

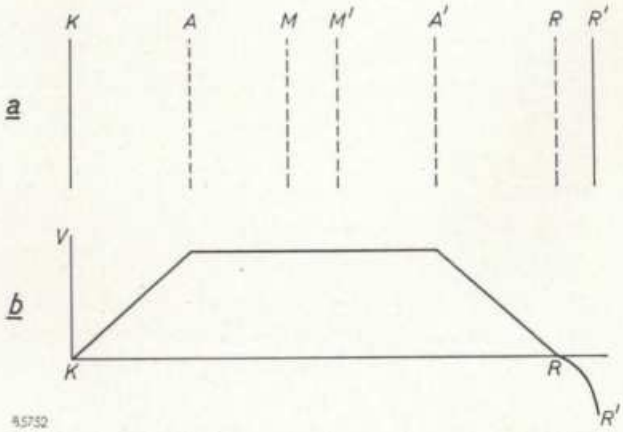


Fig. 1. *a*) Principiële constructie van de multireflectiebuis. K kathode, A en A' roosters voor het instellen van het potentiaalverloop; M en M' roosters voor het resonerend systeem; R en R' reflectie-electrodes.
b) Verloop van de statische potentiaal tussen de electrodes.

electronen vóór R om, terwijl de versnelde electronen tot voorbij R doordringen. Het parabolische veld tussen K en R heeft de eigenschap dat de slingertijd van de electronen hierin constant is en dus onafhankelijk van hun snelheid. Indien tussen R en R' het veld zich volgens de parabool voortzette, zouden alle electronen na dezelfde tijd terugkeren, met andere woorden: er zou geen dichtheidsmodulatie in de bundel ontstaan. Door het veld tussen R en R' van de paraboolvorm te laten afwijken, kunnen we bereiken dat de versnelde electronen een andere looptijd krijgen dan de vertraagde, zodat in de terugkerende bundel een dichtheidsmodulatie optreedt, die, door inductie, tussen M en M' de hoogfrequente trilling in stand

[1]) C. Ducot, Straalzenders met dubbele frequentiemodulatie, Philips techn. T. **17**, 281-292, 1955 (No. 10).
[2]) F. Coeterier, De multireflectiebuis, een nieuwe oscillatorbuis voor zeer korte golven, Philips techn. T. **9**, 257-267, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

houdt. De bundel gaat vervolgens naar de kathode, waar alle electronen in verdwijnen die bij één heen-en-weergang in totaal energie uit het wisselveld hebben opgenomen, en de rest slingert nog enige malen tussen K en R heen en weer. Doordat de slingertijd niet van de snelheid afhangt, kunnen we de spanning zo instellen dat de electronen steeds op het juiste moment in de resonatorspleet aankomen, waardoor ze steeds energie afgeven. Deze herhaalde energie-afgifte maakt dat de multireflectiebuis, vergeleken met een gewoon reflexklystron, een hoog rendement heeft (zie I). Bij deze laatste buis komt namelijk de gemoduleerde electronenbundel maar één maal in de resonatorspleet terug.

Na deze inleiding gaan we de werking van de reflectie-electrodes aan een nader onderzoek onderwerpen.

Nadere beschouwing van het veld tussen de reflectie-electrodes

In I is besproken hoe men het veld tussen de reflectie-electrodes R en R' optimaal zou kunnen kiezen. Intussen hebben nieuwe inzichten hierin een wijziging gebracht, die ook voor de constructie van de buizen van belang is. Deze verbeterde theorie zullen wij aan de hand van *fig. 2* bespreken.

Vooraf merken we op dat in het gebied tussen de roosters A en A' een hoogfrequent veld aanwezig is. De looptijd van een electron tussen A en A' is niet klein ten opzichte van één periode van dit veld, zodat het gedrag van de electronen moeilijk is te beschrijven. Het blijkt evenwel dat dit systeem analoog werkt als een dergelijk systeem waarbij alleen in de resonatorspleet een hoogfrequent veld bestaat en de overige ruimte veldvrij is. We onderstellen dus dat alleen tussen M en M' een hoogfrequent veld bestaat en dat deze ruimte zo smal is dat we de momenten van aankomst en vertrek van een electron door één tijdstip t_0 kunnen voorstellen. Het veld buiten de resonatorspleet is onafhankelijk van de tijd. De looptijd hierin kan dus alleen afhangen van de snelheid van het electron.

In fig. 2*a* is de hoogfrequente wisselspanning $v = V_0 \cos \omega t_0$ als functie van ωt_0 uitgezet. Volgens onze onderstellingen is de energieverandering van een electron dat op de tijd t_0 de spleet passeert, gelijk aan ev, waarbij e de lading van het electron voorstelt [3]). Wij moeten hierbij echter bedenken dat de electronen van twee kanten komen, en we nemen aan dat een electron dat van de kathode komt, de energieverandering volgens fig. 2*a* ondergaat. Voor een electron dat tegelijk daarmee van de andere kant komt, is de energieverandering tegengesteld. Als de electronen van de kathode komen,

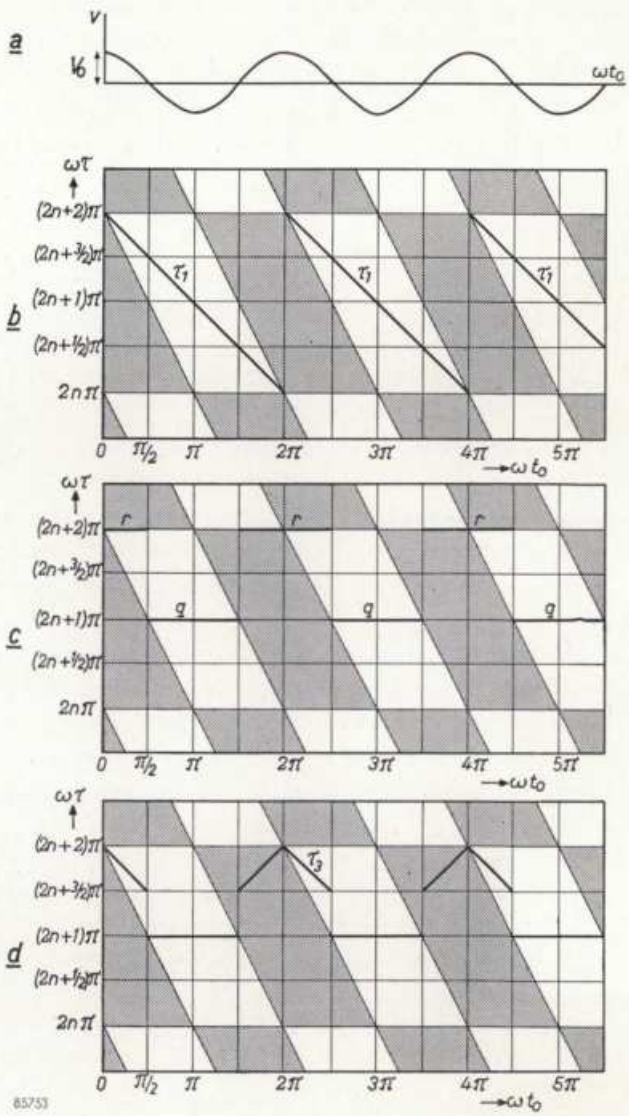


Fig. 2. *a*) De hoogfrequente spanning $v = V_0 \cos \omega t_0$.
b, *c* en *d*) Looptijddiagrammen van de electronen. t_0 is het ogenblik van eerste doorgang door de resonatorspleet; τ is de looptijd tussen twee doorgangen. De diverse getekende looptijdfuncties $\tau_1(b)$, $\tau_2(c)$ en $\tau_3(d)$ worden in de tekst beschreven.

zien we dat ze vertraagd worden indien $\pi/2 < \omega t_0 < 3\pi/2$, $5\pi/2 < \omega t_0 < 7\pi/2$ enz. In de tussenliggende intervallen worden deze electronen versneld. In de eerste plaats kunnen we ons nu afvragen hoe groot de energieverandering van een electron is na één heen-en-weergang. Is τ de looptijd, dwz. de tijd tussen de twee doorgangen in de resonatorspleet, dan geldt blijkbaar voor deze energieverandering:

$$\Delta E = eV_0 \cos \omega t_0 - eV_0 \cos \omega (t_0 + \tau)$$

[3]) Ten gevolge van oorzaken als looptijd, ruimtelading en eindige afstand van het electron tot de dichtstbijzijnde roosterdraden is de energieverandering in werkelijkheid wat minder dan ev, dus βev, waarbij $\beta < 1$. Voor de eenvoud van het betoog is in het vervolg deze zg. β-factor weggelaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(de tweede term heeft een minteken, omdat het electron in hetzelfde veld terugkeert), en dit wordt:

$$\Delta E = 2eV_0 \sin\frac{\omega\tau}{2} \sin\omega\left(t_0+\frac{\tau}{2}\right).$$

Is $\Delta E > 0$, dan heeft het electron energie uit het systeem opgenomen. Met behulp van bovenstaande uitdrukking zijn in de fig. 2*b*, 2*c* en 2*d* de gebieden waar $\Delta E > 0$, de „ongunstige" gebieden dus, in het (t_0,τ)-vlak geschaduwd aangegeven. De vraag is nu, hoe we de looptijd τ als functie van t_0 moeten kiezen om de electronen zo veel mogelijk energie te doen afgeven. Voor deze gunstigste looptijd τ_1 geldt blijkbaar:

$$\omega\tau_1 + \omega t_0 = 2n\pi \quad (n \text{ geheel}).$$

Immers, al deze electronen komen dan op de tijdstippen $2n\pi$ terug, en in fig. 2*a* zien we dat de energieverandering voor terugkerende electronen dan maximaal negatief is. De functie $\tau_1(t_0)$ wordt in fig. 2*b* door de zaagtandlijn voorgesteld. We zien dat deze lijn geheel in het niet-geschaduwde gebied verloopt, met andere woorden: alle electronen zijn gunstig.

Het statische veld dat nodig is om een dergelijke looptijdfunctie te doen ontstaan, is echter niet te realiseren. Alle electronen met dezelfde snelheid krijgen immers dezelfde looptijd, en we zien uit fig. 2*a* dat daarom voor alle gehele waarden van n en voor willekeurige waarden van α de betrekking zal gelden:

$$\tau(n\pi + \alpha) = \tau(n\pi - \alpha).$$

De looptijdkromme moet dus in ieder geval symmetrisch zijn om de punten $t_0 = n\pi$, wat de zaagtandlijn niet is. Dit is echter niet de enige voorwaarde waaraan de werkelijke looptijdfunctie moet voldoen. Voor de electronen die bij de eerste doorgang vertraagd worden en die wij zo vaak mogelijk heen en weer willen laten lopen, moet bovendien de looptijd onafhankelijk van de snelheid zijn, omdat deze electronen anders bij herhaalde reflectie uit faze raken. De gunstigste waarde voor deze looptijd is dan een oneven aantal malen π, omdat ze dan bij iedere terugkeer in de resonator een tegenveld ondervinden. Dus

$$\omega\tau = (2k+1)\pi \quad \text{voor} \quad \frac{(4n-3)\pi}{2} < \omega t_0 < \frac{(4n-1)\pi}{2}.$$

In fig. 2*c* zijn dit de lijnstukken q. We hebben nog een zekere vrijheid in het kiezen van τ in de tussenliggende gebieden van t_0, dat zijn de tijden waarop de electronen bij de eerste doorgang versneld worden. Deze electronen kunnen door hun energieoverschot de reflector R (fig. 1), die immers op kathodepotentiaal staat, passeren en zo in de ruimte tussen R en R' terechtkomen. Door de keuze van het veldverloop hiertussen kan men de looptijd instellen. Op de vertraagde electronen is dit niet van invloed, omdat deze immers reeds vóór R omkeren.

In I werd voor de versnelde electronen een optimale looptijd opgegeven, die ook constant was en juist een halve periode langer dan voor de vertraagde electronen (de lijnstukken r in fig. 2*c*), zodat de totale looptijdkromme τ_2 een kanteelfunctie werd. Zoals uit de figuur blijkt, hebben deze electronen na één heen-en-weergang juist een energie-overschot nul en ze zijn dus bij hun terugkeer vertraagd. Voor zover ze niet in de kathode terechtkomen, blijven ze nu voortaan in hetzelfde veld als de vertraagde electronen. De looptijd hierin is zodanig dat ze bij iedere doorgang energie aan de trillingskring afgeven.

In de practijk zijn pogingen gedaan om de looptijdkromme τ_2 zo goed mogelijk door het statische veld te realiseren. Uit de berekening blijkt dat wegens de discontinuïteiten in deze kromme een sprong in de veldsterkte moet optreden, en dit is uiteraard alleen maar te benaderen. Het bleek echter dat pogingen om dit verloop beter te benaderen, het rendement van de buizen juist enigszins verlaagden.

Wij kunnen dit op de volgende manier begrijpen. We beschouwen een looptijdkromme τ_3 die alleen in het gebied van de versnelde electronen van τ_2 verschilt en ook de noodzakelijke symmetrie bezit. Deze kromme is in fig. 2*d* getekend. Hierbij vallen de versnelde electronen, afhankelijk van t_0, in twee groepen uiteen. Voor $\omega t_0 < 2n\pi$ hebben ze na één heen-en-weergang een energie-overschot, zodat ze met eindige snelheid op de kathode terugvallen en dus niet meer naar de resonator terugkeren. Voor $\omega t_0 > 2n\pi$ hebben ze energie aan het systeem afgestaan, zodat ze vóór de kathode omkeren. Door het feit dat in dit gebied de kromme τ_3 met τ_1 samenvalt, komen deze electronen in het vervolg steeds op het gunstigste moment, namelijk bij maximale tegenspanning in de resonatorspleet. Bij de herhaalde reflectie zal een looptijd volgens kromme τ_3 een grotere energie-afgifte en dus een hoger rendement veroorzaken dan volgens de kromme τ_2.

Het bij een bepaalde looptijdkromme behorende potentiaalverloop is door grafische integratie te vinden. Als we τ_3 door een enigszins vloeiende kromme (die in de practijk zal optreden) benaderen, vinden we het potentiaalverloop dat in *fig. 3* is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geschetst (kromme *c*). Dit veld is vrij goed te verwezenlijken door de electrode *R* een bepaalde dikte te geven, waardoor de knik in de kromme kan worden aangebracht. Het veld behorende bij τ_2 (kromme *b*) daarentegen is veel moeilijker te realiseren.

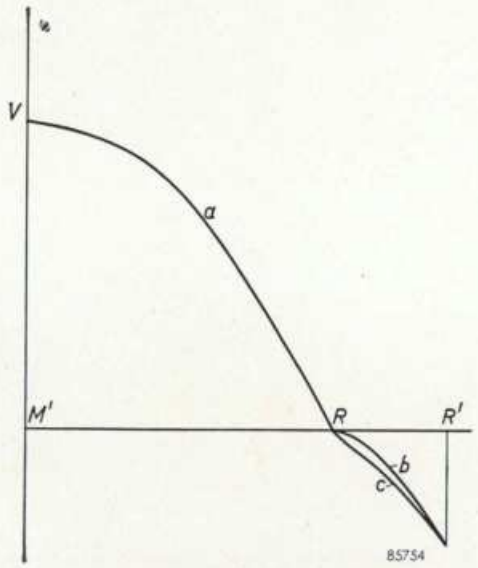


Fig. 3. Het statische potentiaalverloop tussen de vlakken M' en R' van fig. 1. *a*) De ideale potentiaal tussen M' en R: een parabolisch verloop. *b*) en *c*) Het potentiaalverloop tussen R en R' behorende bij de looptijdkromme τ_2 resp. τ_3.

Zo krijgt men het bij hoogfrequentiebuizen niet alledaagse feit dat een eenvoudiger constructie een beter rendement geeft.

De electronische bandbreedte

Zoals in de inleiding is vermeld, kunnen we door een spanningsvariatie van één van de electrodes de frequentie variëren. Doordat de looptijd een essentiële rol speelt, zal de buis bij een bepaalde spanning optimaal oscilleren, dus het grootste vermogen

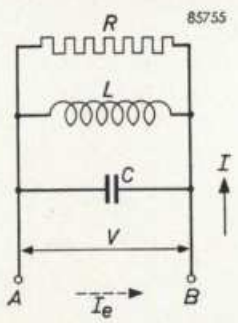


Fig. 4. Vervangingsschema van het hoogfrequentiegedeelte.
I hoogfrequente stroom in de resonator.
I_e hoogfrequente component van de totale electronenstroom.

afgeven. Het frequentieverschil tussen de instellingen waarbij dit vermogen op de helft is gedaald, noemen we de electronische bandbreedte. Bij het bepalen van deze bandbreedte gaan we uit van het schema van *fig. 4*. De punten *A* en *B* stellen de gaten in de roosters *M* en *M'* van fig. 1 voor. Hiertussen bevinden zich:

1) De resonator, die door de *LC*-kring is voorgesteld. De resonantiefrequentie ω_0 is zodanig dat

$$\omega_0^2 LC = 1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

2) De belasting, die gevormd wordt door de getransformeerde impedantie van de antenne en door de verliezen in het systeem. Samen kunnen we dit voorstellen door een dempweerstand R tussen A en B. Het totale hoogfrequentievermogen W is, als V de topwaarde van de wisselspanning tussen A en B voorstelt:

$$W = \tfrac{1}{2}\frac{V^2}{R}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Het nuttige vermogen is hiervan een bepaald constant gedeelte.

3) De electronenbundel, die zelf ook een bepaalde impedantie R_e tussen A en B voorstelt. Als in het circuit, gevormd door deze elementen, een trilling met de frequentie ω en met constante amplitude aanwezig is, moet de totale admittantie tussen A en B nul zijn. We kunnen dan schrijven:

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R_e} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) = 0.$$

Stellen we $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, dan geldt voor $\Delta\omega/\omega \ll 1$:

$$\omega C - \frac{1}{\omega L} = 2C \cdot \Delta\omega,$$

zodat:

$$\frac{1}{R_e} = -\frac{1}{R} - j \cdot 2C \cdot \Delta\omega. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Als I_e de bundelstroomcomponent met de hoekfrequentie ω voorstelt, geldt dat $1/R_e = I_e/V$. Deze grootheid noemen we de electronische admittantie. We zien dat de hoekfrequentie ω_0 wordt gegenereerd ($\Delta\omega = 0$) wanneer I_e en V in faze zijn, en dat een frequentieverandering optreedt wanneer tussen beide een fazeverschuiving aanwezig is. Deze fazeverschuiving kunnen we tot stand brengen door de looptijd van de electronen in het statische veld te variëren. Dit geschiedt in de practijk door de potentiaal van de electrode R (fig. 1) te wijzigen. Het verband tussen deze potentiaal en de frequentie wordt de modulatiekarakteristiek genoemd.

Het zou in principe juister zijn te moduleren op de electrodes A, A', M en M' (fig. 1) gezamenlijk, omdat door modulatie op R de looptijd alleen aan één zijde van de resonator wordt gewijzigd. In de practijk is het echter van belang dat het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moduleren weinig vermogen kost, zodat het bij voorkeur gebeurt op die electrodes waarover vrijwel geen stroom vloeit. Door de asymmetrische looptijd ontstaat een kleine bandbreedtevermindering, die men op de koop toe neemt.

De vraag is nu hoe groot $\Delta\omega$ kan zijn zonder dat het hoogfrequentievermogen sterk afneemt. Om dit precies te bepalen, zou men het verband tussen I_e en V expliciet moeten kennen bij een bepaalde looptijd. Deze tamelijk uitvoerige berekening valt buiten de opzet van dit artikel, maar niettemin kunnen we globaal iets over $\Delta\omega$ zeggen. Het is duidelijk dat wanneer I_e ten opzichte van V 90° in faze is verschoven, geen energie meer kan worden geleverd. In ruwe benadering zal dus bij 45° fazeverschuiving nog het halve vermogen over zijn en dit is inderdaad ongeveer het resultaat van de theorie [4]). Noemen we $\Delta\omega_r$ de bij 45° fazeverschuiving optredende frequentievariatie, dan is volgens verg. (3):

$$\frac{1}{R} \approx 2C \cdot \Delta\omega_r$$

en de totale electronische bandbreedte $= 2\,\Delta\omega_r \approx 1/RC$. Nu wordt C uitsluitend door de constructie van de resonator bepaald. Wat $1/R$ betreft, zien we uit (3) dat

$$\frac{1}{R} = \left(\left| \frac{I_e}{V} \right| \right)_{\omega=\omega_0}.$$

Hier blijkt het voordeel van de multireflectiebuis ten opzichte van een gewoon klystron: door de herhaalde reflecties kan de wisselstroomcomponent I_e veel grotere waarden aannemen, zodat de bandbreedte vele malen groter is.

Bij reflexklystrons worden ook wel bandbreedten van dezelfde orde van grootte gerealiseerd, maar dit gebeurt door de gelijkspanning zeer laag te houden, waardoor ook V veel kleiner blijft. Hierdoor wordt zowel het hoogfrequentievermogen als het rendement veel kleiner (maximaal enkele W resp. enkele %). Reflexklystrons met dit vermogen kunnen wel als zendbuis in een straalzenderverbinding gebruikt worden, maar het blijkt in de practijk dat het grotere vermogen van de multireflectiebuis een belangrijk voordeel is.

Er bestaan types hoogfrequentiebuizen waarbij een nog grotere electronische bandbreedte mogelijk is, nl. de zg. lopendegolfbuizen [5]). Het rendement van deze buizen is echter lager dan dat van de multireflectiebuis, terwijl de constructie technologisch meer moeilijkheden oplevert.

Om dit gedeelte te besluiten, geven we een overzicht van de gemiddelde eigenschappen van de in de fabriek vervaardigde buis, die in de straalzenderverbinding wordt gebruikt welke in het voorafgaande artikel is beschreven [6]):

Golflengte	8,5	cm
Anodegelijkspanning	3000	V
Anodegelijkstroom	20	mA
Nuttig vermogen	12	W
Rendement	20	%
Electronische bandbreedte	20	MHz.

De hoogfrequente wisselspanning V' is als volgt te meten. De extra-energie van de maximaal versnelde electronen bedraagt eV', dus V' is juist het potentiaalverschil dat we tussen R' en K (fig. 1) moeten aanbrengen om alle stroom naar R' te onderdrukken. Zo vinden we:

$$V' = 600 \text{ V}.$$

Voor $\Delta\omega = 0$ geldt dat het geproduceerde hoogfrequentievermogen gelijk is aan $\frac{1}{2}I_eV'$. Dit is door de verliezen groter dan het nuttige vermogen en kan in dit voorbeeld op 24 watt gesteld worden. Dan volgt hieruit:

$$I_e = 80 \text{ mA}.$$

Aangezien uit de theorie blijkt dat I_e ongeveer gelijk aan de anodegelijkstroom I_0 zou zijn als er slechts één doorgang zou plaatsvinden, hebben we een viervoudige reflectie. De maximaal vertraagde electronen verliezen $4 \times 600 = 2400$ V, dus het grootste gedeelte van hun energie. Deze viervoudige reflectie blijkt goed overeen te komen met wat we uit de modulatiekarakteristiek kunnen afleiden, zie [4]).

Uitvoering van de buis

De constructie van de buis, die we met behulp van *fig. 5* zullen toelichten, bevat elementen uit de techniek van conventionele zendbuizen en is verder voor een hoogfrequentiebuis zeer eenvoudig.

Het oscillerende systeem M en de bus A, die dient om het goede potentiaalverloop in te stellen, zijn onderling galvanisch verbonden. (In fig. 5 is M niet zichtbaar.) Beide zijn gefelst uit molybdeniumplaat, waarna de naden met koper of nikkel zijn dichtgesoldeerd. De electronenbundel loopt eenvoudig door de gaten in de electrodes. Met behulp van roos-

[4]) Omdat I_e door een aantal reflecties tot stand komt, is hierbij de verandering van de loophoek $\omega\tau$ voor één heen-en-weergang veel minder dan 45°. De spanningsverandering die we moeten aanbrengen om de buis weer optimaal te laten genereren, geeft ons juist aanwijzing over het aantal optredende reflecties.

[5]) Zie bijv.: B. B. van Iperen, De spiraal als trillingskring voor het opwekken van zeer hoge frequenties, Philips techn. T. **11**, 225-235, 1949.

[6]) Dezelfde buis wordt ook toegepast in de straalzenderverbinding over het Kanaal voor het overbrengen van de zg. Europese televisieprogramma's. Zie: A. Laurens, Onde él. **34**, 999-1005, dec. 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

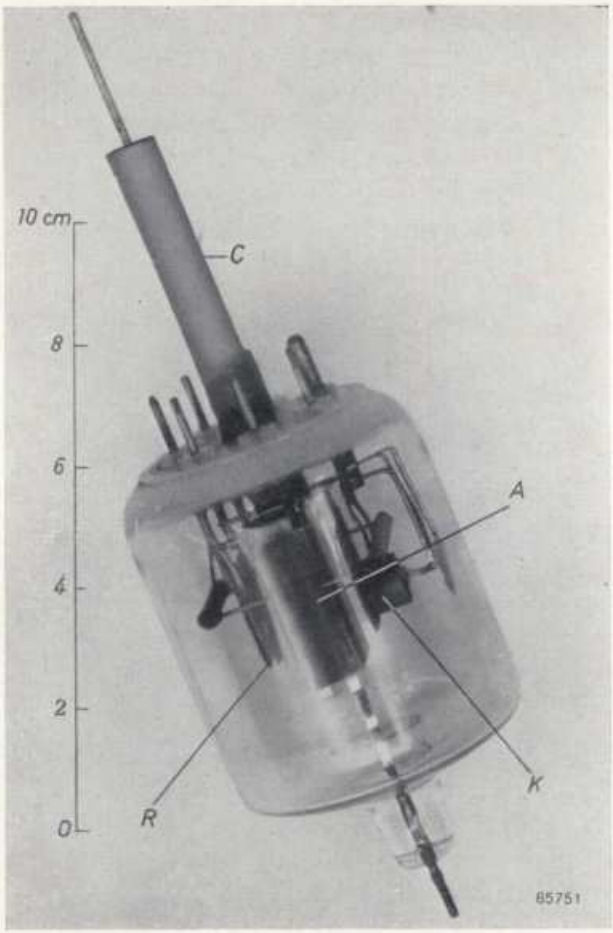


Fig. 5. De in de straalzenderverbinding gebruikte multireflectiebuis. *A* anodesysteem. *C* coaxiaal afneemsysteem. *K* kathode. *R* reflectie-electrodes.

ters in deze gaten zou men een β-factor dichter bij 1 kunnen verkrijgen (zie [3]), doch de roosters zouden dan door opvallende electronen te heet worden. De juiste frequentie wordt vooraf ingesteld met een correctieschroef in de zijwand van *M*. De aansluiting van de hoogspanningselectrode bevindt zich op de top van de buis, om overslag of aantasting van het glas door electrolyse te vermijden [7]). De glazen ballon is relatief wijd gekozen, om de invloed van de omgevingstemperatuur zo klein mogelijk te houden.

[7]) Deze en andere constructieve verbeteringen zijn aangebracht door de heren E. G. Dorgelo en H. G. Gerlach van het Ontwikkelingslaboratorium der Electronenbuizenfabriek te Eindhoven.

De andere onderdelen worden op een bodemplaat van poederglas [8]) gemonteerd. De buitengeleider van het coaxiale uitvoersysteem is uit rondgebogen molybdeniumplaat gevormd. De overblijvende spleet vergemakkelijkt de insmelting; bovendien hebben we nu een enigszins verende constructie, zodat de buis eenvoudig in een coaxiale stekerbus kan worden gestoken. Omdat dit afneemsysteem niet galvanisch met de anode is verbonden, behoeft het niet op hoogspanning te staan en kan de buitenmantel worden geaard.

Omdat de gaten waar de bundel doorheen loopt, vrij klein moeten zijn om goede wisselwerking tussen de bundel en de electrodes te krijgen, moet de kathode een stroomdichtheid van ongeveer 2 A/cm^2 kunnen leveren bij het gegeven vermogen. Ze is bovendien aan een bombardement van versnelde electronen blootgesteld. Een oxydekathode heeft bij deze eisen vrijwel geen levensduur. De eerder in dit tijdschrift behandelde L-kathode [9]), die een grotere stroomdichtheid kan leveren en bestand is tegen electronenbombardement, is hiervoor de aangewezen oplossing.

Voor het concentreren van de electronen is een axiaal magneetveld met een inductie van ongeveer 700 gauss vereist, dat door een permanente magneet van „Ticonal" wordt geleverd. De buis en de magneet wegen samen ongeveer 2 kg.

[8]) E. G. Dorgelo, Philips techn. T. **8**, 2-7, 1946.
[9]) H. J. Lemmens, R. Loosjes en M. J. Jansen, Een nieuwe thermisch emitterende kathode voor zware belastingen, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

Samenvatting. De multireflectiebuis, die in 1946 in dit tijdschrift is beschreven, is door de grote electronische bandbreedte en het betrekkelijk grote vermogen op centimetergolven zeer geschikt als zendbuis in straalzenderverbindingen. In het eerste deel van dit artikel wordt de theorie van de buis nader uitgewerkt. Het blijkt dat de optimale looptijd van de electronen als functie van hun doorgangstijdstip door de resonatorspleet zodanig is, dat het bijbehorende veldverloop tussen de reflectie-electrodes eenvoudig is te realiseren. Vervolgens wordt aangetoond dat de grote bandbreedte te danken is aan de lage electronische admittantie, die op haar beurt ontstaat door de herhaalde reflectie. Uit metingen aan de buis blijkt dat de electronen die energie afgeven, vier maal worden gereflecteerd. De buis is in vergelijking met andere hoogfrequentiebuizen zeer eenvoudig van constructie. De meeste onderdelen zijn van molybdeniumplaat vervaardigd en op een bodemplaat van poederglas gemonteerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PROEFBRANDEN VAN NATRIUMLAMPEN

De foto toont een groep lampen tijdens het zg. „uitbranden", waardoor een gelijkmatige verdeling van het natrium in de lamp wordt verzekerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

METING VAN RÖNTGENINTENSITEITEN MET TELBUIZEN

door W. PARRISH *).

548.734:621.387.4:621.374.32

Het gebruik van telbuizen, die in de tegenwoordige experimentele physica zulk een belangrijke plaats innemen, ligt ook ten grondslag aan de nieuwe methode van röntgendiffractieonderzoek die men als „diffractometrie" aanduidt. Het voornaamste voordeel van deze methode is het gemak waarmee de meting van stralingsintensiteiten, die o.a. voor kwantitatieve chemische analyse vereist is, wordt uitgevoerd. Desniettemin zitten aan kwantitatieve metingen van de stralingsintensiteit met telbuizen enkele typische problemen vast, ook indien de straling, zoals in het geval van het röntgendiffractieonderzoek aan poederpreparaten, bijna monochromatisch is. De bedoelde problemen worden in dit artikel besproken, waarbij speciaal wordt ingegaan op de methodes van intensiteitsmeting die met de „Norelco" diffractometer kunnen worden toegepast.

Inleiding

Bij de bekende Debye-Scherrer-methode voor het röntgendiffractieonderzoek wordt de relatieve intensiteit der diffractielijnen gemeten door de zwarting in het diffractiediagram, dat fotografisch is opgetekend. Bij de „röntgendiffractometrie" wordt in plaats van de fotografische film een telbuis voor het aantonen van de straling gebruikt. Het aantal quanta dat de buis per tijdseenheid telt (telfrequentie), dient als maat voor de relatieve afgebogen intensiteit in een nauw hoekgebied. De telbuis wordt op een goniometer gemonteerd om het diagram te kunnen aftasten.

De „Norelco" röntgendiffractometer, die op dit principe berust, is enige tijd geleden in dit tijdschrift beschreven [1]). In dat artikel — dat in het vervolg als I wordt aangehaald — werden enige algemene punten besproken die voor de intensiteitsmetingen met dit toestel van belang zijn, bijv.: de noodzaak van een zeer stabiele röntgenstralenbron; de geringe achtergrondsintensiteit der diagrammen, die daaraan te danken is dat voor de meting van de straling een met argon gevulde geigertelbuis wordt gebruikt, die een geringe gevoeligheid voor de kortgolvige continue röntgenstraling heeft; de statistische beperking van de meetnauwkeurigheid; de onnauwkeurigheid van de gemeten intensiteiten ten gevolge van het betrekkelijk geringe aantal kristallieten dat in het preparaat aanwezig is; enz. Verder werden enige methodes opgesomd voor het tellen van de quanta en het registreren van de resultaten. De methodes die men in verband met bepaalde doelstellingen het best kan kiezen, zullen nu nader worden behandeld. De middelen die de „Norelco" diffractometer voor de toepassing van deze methodes biedt, zullen eveneens worden beschreven. *Fig. 1* toont het rek met alle schakelingen en hulpapparaten, nodig voor de röntgendiffractometrie en ook voor de chemische analyse met röntgenfluorescentie (een methodiek die binnenkort in dit tijdschrift zal worden behandeld).

Na de beschrijving van de eerste methode zal een korte statistische beschouwing over het tellen van quanta worden ingelast; een algemene beschouwing van wat men als „telstrategie" kan aanduiden, volgt na de beschrijving van de tweede methode.

Puntsgewijze meting met vaste teltijd

Een voor de hand liggende methode bestaat daarin, de telinrichting bij een bepaalde hoekpositie 2Θ van de goniometer gedurende een vastgestelde tijd t te doen werken, waarna het getelde aantal quanta N op een mechanisch telwerk wordt afgelezen. Dit procédé wordt met dezelfde teltijd herhaald nadat de telbuis tot een volgende hoekpositie is verschoven, enz. De telfrequentie

$$n = N/t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wordt berekend en tegen de hoek, die men op de goniometer afleest, uitgezet.

Met het oog op de beperkte snelheid van mechanische telwerken is het gebruikelijk het aantal impulsen dat door de stralingsdetector wordt geleverd, electronisch door een bepaald getal te delen alvorens ze aan het telwerk toe te voeren. De door ons toegepaste deelschakeling is van een welbekend

*) Philips Laboratories, Irvington-on-Hudson, N.Y., U.S.A.

[1]) W. Parrish, E. A. Hamacher en K. Lowitzsch, De „Norelco" röntgendiffractometer, Philips techn. T. **16**, 253-264, 1954 (No. 9). — Voor diffractieonderzoek en diffractometrie in het algemeen raadplege men: H. P. Klug en L. E. Alexander, X-ray diffraction procedures for polycrystalline and amorphous materials, Wiley & Sons, New York 1954; X-ray diffraction by polycrystalline materials, geredigeerd door H. S. Peiser, H. P. Rooksby en A. J. C. Wilson, The Institute of Physics, Londen 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

type: alle even impulsen die bij een trap van de deelschakeling aankomen, worden naar de volgende trap doorgegeven, terwijl de oneven impulsen niet worden doorgegeven. Iedere trap geeft zodoende een reductiefactor 2. De „Norelco" diffractometer is van acht dergelijke trappen voorzien, zodat men met een stel drukknoppen een reductiefactor 1, 2, 4, ..., 128 of 256 kan kiezen. Het aantal door de detector getelde quanta is gelijk aan de telwerkaflezing vermenigvuldigd met de gekozen reductiefactor. Elke trap van de deelschakeling heeft een neonlampje, dat door de even impulsen wordt ontstoken en door de oneven impulsen gedoofd; met behulp van deze lampjes kan men desgewenst tussen de telwerkaflezingen interpoleren.

Fig. 1. Rek met schakelingen en hulpapparaten voor het meten en registreren van röntgenintensiteiten met de „Norelco" röntgendiffractometer.

Om een goede reproduceerbaarheid van de teltijd te waarborgen, geschiedt het starten en stoppen van de telling door een schakelklok, die men op de gewenste tijd instelt. Een heel geschikte werkwijze bestaat daarin de teltijd (in seconden) en de reductiefactor numeriek gelijk te maken. In dit geval is het op het mechanische telwerk afgelezen getal rechtstreeks gelijk aan de telfrequentie in quanta/sec. Bij teltijden boven 64 sec moet het starten en stoppen met de hand geschieden, waartoe men zich van een stophorloge bedient.

Aangezien de schakelklok het starten en stoppen van een telling slechts met een onzekerheid van $^1/_5$ sec kan uitvoeren, zijn lange teltijden gewenst om de invloed van deze onzekerheid te reduceren. Tevens wordt bij een lange teltijd de fout verminderd die te wijten is aan de statistische fluctuaties in de aankomst der quanta bij de detector. Met het oog op hun essentiële belang zullen deze fluctuaties in het volgende hoofdstuk iets nader worden besproken.

Hoewel het puntsgewijze meten en met de hand uitzetten zeer eenvoudig is, heeft deze methode voor de practijk het bezwaar dat zij te veel tijd vergt. Natuurlijk kan zij wel nuttig zijn voor het aftasten van een klein gedeelte van een diffractiediagram — en inderdaad komt dit nogal eens voor, aangezien problemen waarbij men zich tot het onderzoek van een klein gedeelte van het diagram kan beperken, bijzonder geschikt zijn voor diffractometrische behandeling.

Statistische beschouwing van het tellen van quanta[2])

Twee metingen van een constante intensiteit, waarbij gedurende gelijke tijden t wordt geteld, zullen in het algemeen niet hetzelfde aantal N quanta opleveren, ten gevolge van de willekeurige verdeling van de quanta over de tijd. Men zou een groot aantal experimenten moeten uitvoeren om een gemiddelde waarde $\overline{N}$ en de overeenkomstige gemiddelde waarde van de telfrequentie $\overline{n} = \overline{N}/t$ te verkrijgen, die als een juiste maat voor de röntgenintensiteit te beschouwen is. De spreiding van de resultaten N der afzonderlijke experimenten wordt bij benadering gegeven (zie het Aanhangsel) door een verdelingsfunctie van Gauss (*fig. 2*), met de gemiddelde waarde $\overline{N}$ en de standaardafwijking

$$\sigma = \sqrt{\overline{N}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

[2]) Voor een uitvoeriger bespreking van de statistiek van het tellen en een bijbehorende bibliografie, zie: L. J. Rainwater en C. S. Wu, Nucleonics **1**, No. 2, 60-69, oct. 1947; **2**, No. 1, 42-49, jan. 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Er is een zekere waarschijnlijkheid p dat een individuele gemeten waarde N ten opzichte van de juiste waarde een afwijking $(N-\overline{N})$ vertoont die kleiner is dan een voorgeschreven waarde ΔN_p. Voor een

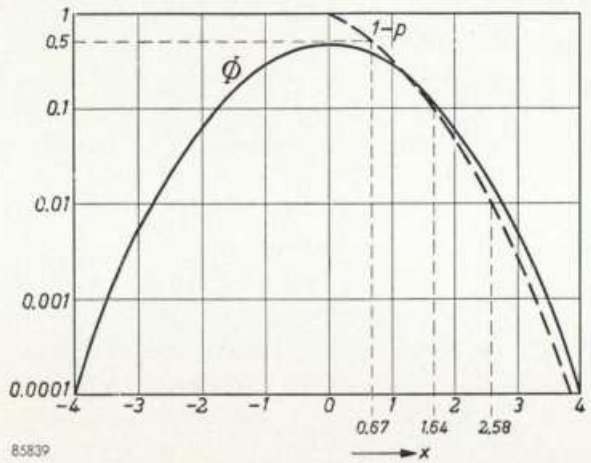


Fig. 2. Verdelingsfunctie van Gauss $\Phi=(1/\sqrt{2\pi})\exp(-x^2/2)$. Telt men niet te kleine aantallen, dan is $\Phi(x)dx$ de waarschijnlijkheid dat de uitkomst van een telling tussen $\overline{N}+x\sigma$ en $\overline{N}+(x+dx)\sigma$ zal liggen, waarbij $\overline{N}$ de „juiste" waarde en σ de standaardafwijking is, $\sigma=\sqrt{\overline{N}}$.

De door een integratie uit de verdelingsfunctie afgeleide gestippelde kromme geeft $1-p$ aan, waarbij p de waarschijnlijkheid is dat de uitkomst van een telling minder dan x maal de standaardafwijking van $\overline{N}$ zal afwijken. Voor de waarschijnlijkheden $p=50\%$, 90% en 99% zijn de waarden van x: 0,67, 1,64, en 2,58 (zie verg. 3, 3a, en 3b). (Ontleend aan: L. J. Rainwater en C. S. Wu, l.c. [2]).)

verdeling volgens Gauss kan worden afgeleid dat de zg. „waarschijnlijke" fout, dat is de afwijking ΔN_p waarvoor $p=50\%$, gegeven wordt door:

$$\Delta N_{50}=0{,}67\,\sigma=0{,}67\sqrt{\overline{N}}\approx 0{,}67\sqrt{N}.$$

De „waarschijnlijke" relatieve fout ε_{50} van de berekende telfrequentie n is derhalve:

$$\varepsilon_{50}=\frac{\Delta n_{50}}{n}=\frac{\Delta N_{50}/t}{N/t}=\frac{0{,}67\,\sigma}{N}=\frac{0{,}67}{\sqrt{N}}. \quad . \quad . \quad (3)$$

Men ziet bijv. dat 4500 quanta moeten worden geteld om $\varepsilon_{50}=0{,}01$ te maken, d.i. om een waarschijnlijkheid van 50% te krijgen dat de uitkomst minder dan 1% van de juiste waarde afwijkt. In sommige gevallen wordt een uitkomst gewenst die nog meer vertrouwen inboezemt, met bijv. $p=90$ of 99%. Hiervoor zal men een langere tijd moeten tellen. De theorie leert dat

$$\varepsilon_{90}=\frac{1{,}64}{\sqrt{N}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a)$$

en

$$\varepsilon_{99}=\frac{2{,}58}{\sqrt{N}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3b)$$

zodat ca. 27 000 quanta getelt moeten worden om $\varepsilon_{90}=1\%$ te maken, en ca. 67 000 quanta voor $\varepsilon_{99}=1\%$. Voor deze aantallen quanta wordt ε_{50} resp. 0,4% en 0,26%. *Fig. 3* is een grafische voorstelling van de formules (2), (3), (3a) en (3b).

De nauwkeurigheid van elke intensiteitsmeting wordt aanzienlijk beïnvloed door de achtergrond van het diffractiediagram. Heeft men bij een bepaalde diffractiehoek een totaal aantal N impulsen geteld, terwijl de achtergrond in hetzelfde hoekgebied N_B impulsen in dezelfde tijd bijdraagt, dan wordt de afgebogen intensiteit berekend uit $N-N_B$. De statistische fout van dit verschil wordt gegeven door

$$\sigma=\sqrt{\sqrt{N}^2+\sqrt{N_B}^2}=\sqrt{N+N_B},$$

of

$$\varepsilon_{50}=\frac{0{,}67\sqrt{N+N_B}}{N-N_B}.$$

Heeft men $N=500$ en $N_B=0$, dan bedraagt de fout $\varepsilon_{50}=3\%$. In het geval $N=600$ en $N_B=100$, is ε_{50} voor dezelfde netto-intensteit toegenomen tot 3,5%, en in het geval $N=1000$, $N_B=500$ zelfs tot 5,2%.

Er zij op gewezen dat de statistische fout bij puntsgewijze metingen aanzienlijk wordt verminderd als men het volledige profiel van een diffractielijn opneemt; men kan dan immers in het algemeen een gladde kromme door de afzonderlijke meetpunten tekenen. Het is moeilijk op te geven hoe groot de resulterende fout van een bepaalde waarde, bijv. de topintensiteit van een lijn, dan zal zijn, maar hij zal zeker geringer zijn dan de fout volgens form (3).

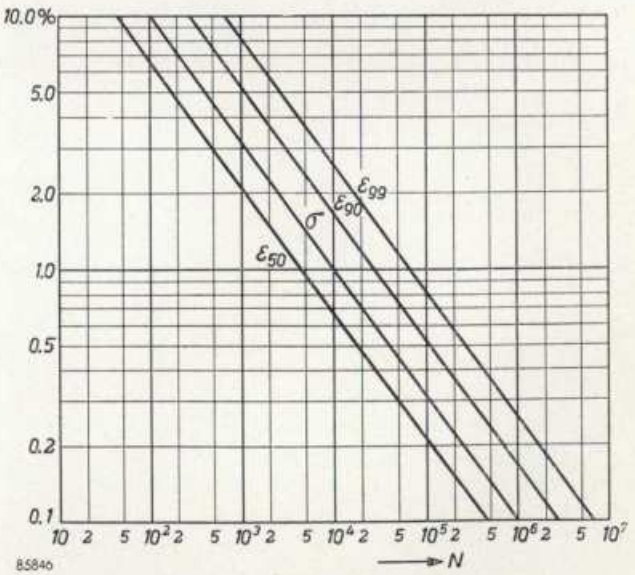


Fig. 3. Waarschijnlijke relatieve fout ε_{50} van de telfrequentie, en 90% resp. 99%-betrouwbaarheidsgrenzen ε_{90} en ε_{99}, als functies van het vergaarde aantal quanta N, voor een verdeling volgens Gauss.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men houde in het oog dat de fouten die in dit hoofdstukje besproken zijn, uitsluitend betrekking hebben op de ongeordende verdeling der röntgenquanta en dat hierbij dus niet begrepen zijn fouten die te wijten kunnen zijn aan een instabiliteit van de röntgenstralenbron, aan een beperkt scheidend vermogen van de telbuis en de bijbehorende schakeling, en aan andere oorzaken, die aan het einde van dit artikel in het kort zullen worden besproken.

De registrerende telfrequentiemeter

Men kan de telfrequentie rechtstreeks bepalen door de gemiddelde waarde te meten van de stroom die door de afzonderlijke in de telbuis optredende impulsen wordt gevormd. Het essentiële gedeelte van de hiertoe dienende schakeling is in *fig. 4* voorgesteld. De spanning over de weerstand R, afgevlakt door de condensator C, is bepaald door de som van de stroombijdragen van alle impulsen die gedurende de RC-tijd van de schakeling worden ontvangen. Aangezien alle impulsen die aan de schakeling worden doorgegeven, even hoog en lang zijn [3]), is de genoemde spanning een directe maat voor de telfrequentie, gemiddeld over ongeveer de RC-tijd.

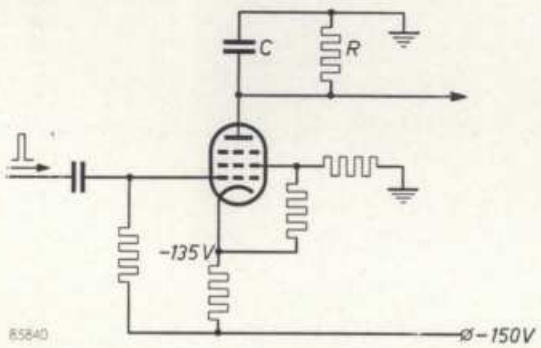


Fig. 4. Principeschakeling van de telfrequentiemeter. De in de telbuis optredende impulsen worden aan het stuurrooster van een pentode met negatieve voorspanning toegevoerd. Daar de anodestroom van de pentode vrijwel onafhankelijk is van de anodespanning, vloeit er bij iedere impuls een zelfde lading door de pentode, onafhankelijk van de lading die reeds op de condensator C aanwezig is. De over de weerstand R optredende spanning wordt door C afgevlakt.

Daar het gemiddelde over een bepaalde, constante tijd wordt gevormd, is de methode analoog aan de voorafgaande (meting met vaste teltijd). De telfrequentiemeter is echter een direct en continu aanwijzend instrument, zodat puntsgewijze meting en uitzetting van de resultaten niet meer nodig is. Men laat de op de goniometer gemonteerde telbuis het diffractiediagram continu aftasten en registreert gelijktijdig de aanwijzing van de telfrequentiemeter op een papierstrook, die synchroon met de goniometer wordt voortbewogen. Het gebruik van deze combinatie van registreertoestel (bovenste paneel in fig. 1) en telfrequentiemeter is de gemakkelijkste en meest verspreide werkmethode met de diffractometer, aangezien het opnemen van een diffractiediagram geheel automatisch geschiedt en de nauwkeurigheid voor verreweg de meeste toepassingen, zoals bijv. kwalitatieve chemische analyse, identificatie van oppervlaktelaagjes enz., voldoende is.

De nauwkeurigheid van de relatieve intensiteitsmetingen met de telfrequentiemeter is eveneens onderhevig aan de principiële beperking ten gevolge van de statistische fluctuaties. Een nadere beschouwing leert dat het meten van een telfrequentie n met de telfrequentiemeter, die een tijdconstante RC heeft, op hetzelfde neerkomt als het tellen van een aantal quanta dat gedurende een teltijd $2RC$ binnenkomt (dit kan natuurlijk alleen gelden als men de telfrequentiemeter laat werken gedurende een tijd die enkele malen groter is dan $2RC$). Een afzonderlijke meetuitkomst van de telfrequentiemeter bevat derhalve de waarschijnlijke relatieve fout

$$\varepsilon_{50} = \frac{0{,}67}{\sqrt{2n\ RC}}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Zoals reeds eerder vermeld, reduceert men de statistische fout aanzienlijk als men door de, meer of minder beverige, curve die op de papierstrook is geregistreerd, een gladde lijn trekt [4]). De dan resulterende nauwkeurigheid van een registrogram hangt nagenoeg niet van de tijdconstante af, doch alleen van het totale aantal quanta dat gedurende het registreren is ontvangen, dwz. van de aftastsnelheid en van de breedte van de ontvangspleet vóór de telbuis.

Afgezien van de statistische fout, zal bij het continu aftasten van het diffractiediagram met de telfrequentiemeter ook een zekere vervorming van het profiel der lijnen worden veroorzaakt. Deze vervorming is ten dele toe te schrijven aan de zojuist vermelde breedte van de ontvangspleet — een soortgelijk effect als waarmee men te maken heeft bij een fotografisch opgenomen diffractiediagram dat met een microfotometerspleet wordt afgetast —, ten dele daaraan dat de uitgangsstroom van de telfrequentiemeter enigszins vertraagd is ten opzichte van de ingangsstroom: de vertragingstijd is globaal gelijk aan de tijdconstante RC [5]). De invloed van

[3]) Om aan deze voorwaarde te voldoen, laat men de impulsen die de detector levert eerst een impulsvormer doorlopen.

[4]) Zie: H. S. Peiser, H. P. Rooksby en A. J. C. Wilson, l.c.[1]), p. 223.

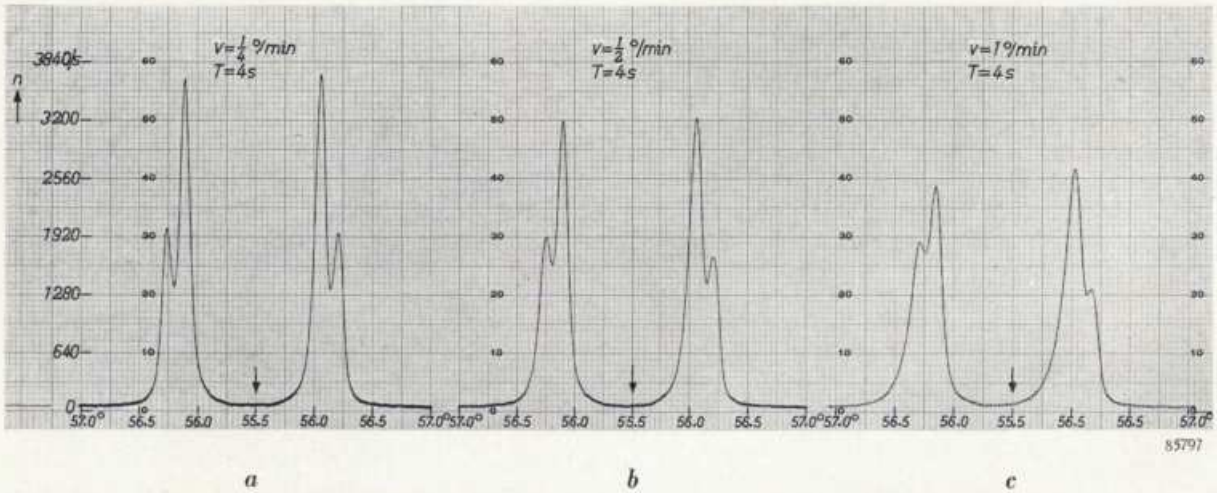
[5]) W. Parrish, E. A. Hamacher en M. Gabin, Amer. Cryst. Assoc. Meeting, Penn State College, 11 april 1950. M. Tournarie, J. Phys. Radium (Supp. No. 1) **15**, 16A-22A, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze vertraging zal klaarblijkelijk des te merkbaarder worden naarmate de telfrequentie sneller verandert, dwz. naarmate het profiel van de afgetaste lijn steiler verloopt en naarmate de aftastsnelheid groter is. De vervorming van het lijnprofiel komt tot uiting in een verschuiving van de top in de aftastrichting, een vermindering van de hoogte van de top en een toeneming van de lijnbreedte. Deze effecten zijn te zien in *fig. 5a-c*, waarin een diffractielijn (een doublet) is weergegeven die met verschillende aftastsnelheden is geregistreerd. In elk van de drie afgebeelde gevallen is de lijn eerst in de richting van toenemende en dan in de richting van afnemende diffractiehoek 2Θ afgetast (dit is gemakkelijk uitvoerbaar met behulp van de aanslagen op van de röntgenbuis kan gebruiken, uit een doublet bestaat, waarvan de twee componenten α_1 en α_2 een weinig in golflengte verschillen en twee afzonderlijke, op elkaar gesuperponeerde diffractiediagrammen leveren; de α_1- en α_2-lijnen vallen bij kleine buigingshoeken over elkaar en zijn bij grote buigingshoeken gescheiden.)

In fig. 5*a-c* ziet men hoe de weergave van het lijnprofiel slechter wordt met toenemende aftastsnelheid. Dezelfde achteruitgang van de weergave krijgt men als men een vaste aftastsnelheid gebruikt doch de tijdconstante laat toenemen (dwz. de vertragingstijd van de telfrequentiemeter); zie *fig. 6a-c*. Inderdaad zijn beide effecten gelijkwaardig en de vervorming in het geregistreerde diagram



a *b* *c*

Fig. 5. *a-c*) Diffractielijn van silicium (reflecterend roostervlak 311), opgenomen met de telfrequentiemeter bij drie verschillende aftastsnelheden v; tijdconstante $T = 4$ sec. Ongefilterde CuK straling, bundelopening 1°, breedte van de ontvangspleet 0,15 mm.
In elk registrogram is de lijn in beide richtingen afgetast (richtingsomkeer bij de pijl). Men ziet dat het lijnprofiel bij toenemende snelheid sterker wordt vervormd. De snelheid van de papierstrook van het registreertoestel kan onafhankelijk van de aftastsnelheid v van de goniometer worden geregeld; deze snelheid werd telkens zo gekozen dat de registrogrammen *a-c* even breed werden. Het aantal quanta dat men in een gegeven hoekgebiedje opvangt, neemt natuurlijk met toenemende v af.

de goniometer, die de aftastrichting omkeren, zie I). Men ziet in de figuur dat het opgetekende lijnprofiel voor de twee aftastrichtingen aanzienlijk verschilt. Dit verschil wordt veroorzaakt door de asymmetrie van de diffractielijn, die te wijten is aan geometrische fouten [6]) en aan het gedeeltelijk over elkaar vallen van Kα_1- en α_2-lijnen. (Voor dit laatste brengen wij in herinnering dat de Kα-lijn van koper, of ook van andere stoffen die men voor de anode hangt alleen van het product van aftastsnelheid en tijdconstante af. Men overtuigt zich hiervan door de lijnprofielen van fig. 5*a* te vergelijken met die van 6*a*, 5*b* met 6*b*, en 5*c* met 6*c*. Voor elk van deze drie paren registrogrammen werd met verschillende tijdconstanten en aftastsnelheden gewerkt, doch telkens met hetzelfde product van beide.

De resulterende vervorming van het profiel van een bepaalde lijn (Si 111, CuKα straling), bij registratie met een ontvangspleet van 0,15 mm breedte, is kwantitatief in *fig. 7* weergegeven; hierin is de hoogte I_p van de top, de verplaatsing $\Delta 2\Theta$ van de top en de lijnbreedte W op halve tophoogte tegen het product tijdconstante $\times$ aftastsnelheid uitgezet.

[6]) Hiertoe zijn te rekenen de invloed van de ringvorm van de diffractielijn, de invloed van het vlakke (niet gebogen) preparaat en andere oorzaken, die hier niet nader besproken kunnen worden (zie I, en A. J. C. Wilson, J. sci. Instr. **27**, 321-325, 1950).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

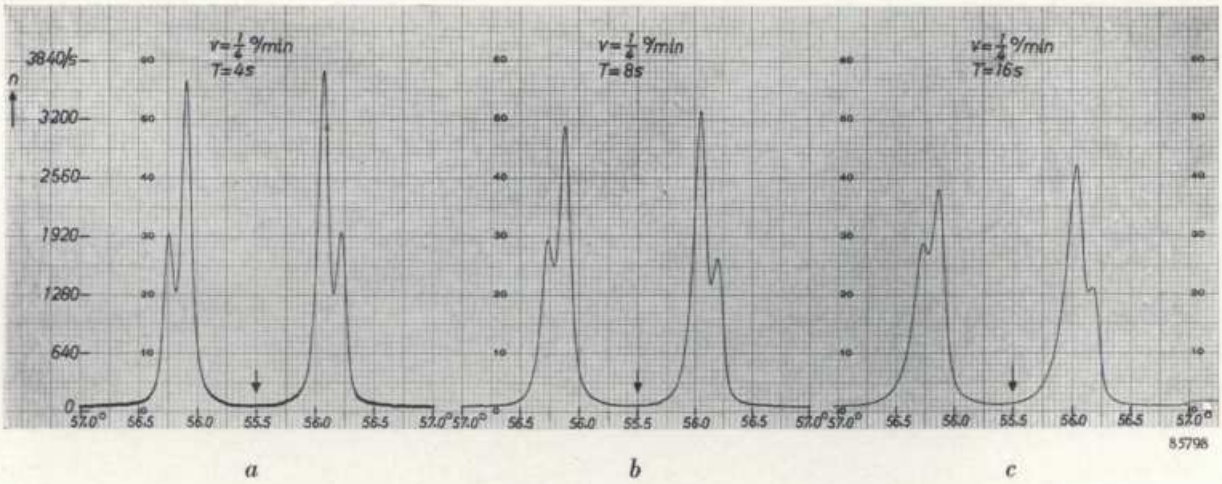


Fig. 6. *a-c*) Dezelfde diffractielijn als in fig. 5, geregistreerd met de telfrequentiemeter bij een snelheid $v = {}^1/_4{}^\circ$ per min en met drie verschillende waarden van de tijdconstante T. Alle overige omstandigheden als in fig. 5. De vervorming van de lijn, met toenemende T, is analoog aan die in fig. 5. Het aantal quanta in een bepaald hoekgebiedje echter is voor alle drie registrogrammen hetzelfde.

De tijdconstante kan in de „Norelco" diffractometer worden gevarieerd door middel van een reeks verwisselbare condensatoren C in de schakeling van de telfrequentiemeter (fig. 4). De telsnelheid kan men op een reeks waarden instellen, nl. ${}^1/_8$, ${}^1/_4$, ${}^1/_2$, 1 en 2° (2Θ) per minuut, met behulp van verwisselbare tandwielen in de aandrijving van de goniometer (vgl. I). Voor de meeste poederdiffractieproblemen is een aftastsnelheid van ${}^1/_4{}^\circ$ per min en een tijdconstante van 4 sec het best geschikt gebleken. De verschuiving der toppen van de lijnen bedraagt dan minder dan 0,01°(2Θ), zodat het in het algemeen niet nodig is voor de positie der toppen een correctie aan te brengen (dit is op zichzelf mogelijk met een ijktabelletje, dat de correctie als functie van de buigingshoek 2Θ aangeeft). Bij een kleinere tijdconstante wordt de verschuiving van de toppen en de overige vervorming geringer, maar de geregistreerde curve wordt „beveriger". Dit is in fig. 6 te zien en wordt nog eens duidelijk aangetoond door *fig. 8*. Een grotere aftastsnelheid is op zichzelf wenselijk om de tijd van de bedienende persoon en van het instrument nuttiger te gebruiken, maar dan gaat, zoals boven vermeld, de nauwkeurigheid van de gemeten intensiteit sterk achteruit. Dit effect kan men compenseren door een bredere ontvangspleet te gebruiken, waardoor men het totale aantal getelde quanta tot het oorspronkelijke peil terugbrengt. Hiervan maakt men vaak gebruik als het erom te doen is een snel overzicht te verkrijgen van een diffractiediagram dat niet al te gecompliceerd is, dwz. waarbij het door de wijdere spleet veroorzaakte verlies in scheidend vermogen (en de kleinere verhouding tussen top en achtergrond, zie fig. 18) niet bezwaarlijk is. Het verschil tussen

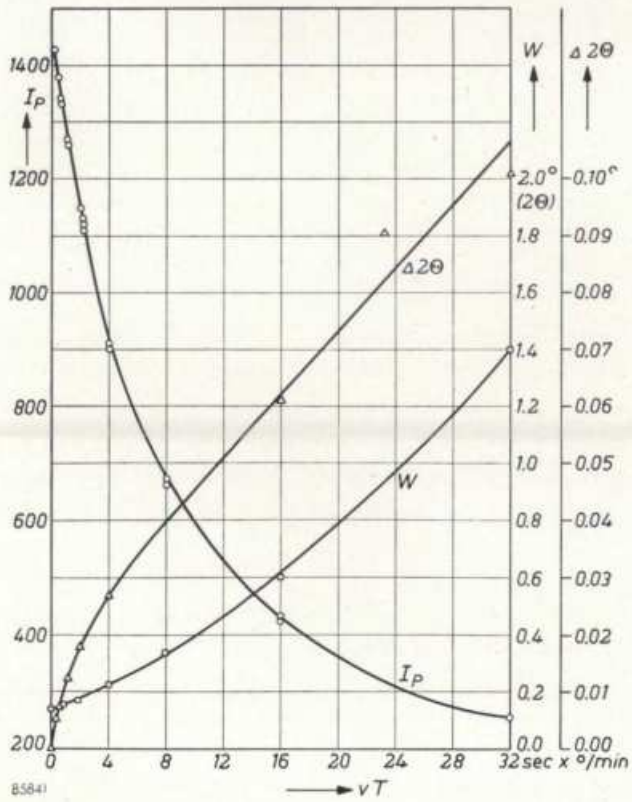


Fig. 7. Lijnvervorming: invloed van de aftastsnelheid v en tijdconstante T op de hoogte van de top I_P (na aftrek van de achtergrondintensiteit I_B), de hoekpositie van de top (verschuiving $\Delta 2\Theta$) en de breedte W op halve hoogte van de top. De vervorming hangt alleen van het product vT af. Deze metingen werden uitgevoerd aan de Si 111 lijn met CuKα-straling (met niet gescheiden Kα-doublet) en met 0,15 mm brede ontvangspleet. De krommen gelden alleen voor de hier opgegeven omstandigheden; in het bijzonder hangen zij af van het lijnprofiel en van de ontvangspleet. Bij lijnen met analoge profielen in hetzelfde diffractiediagram krijgt men dezelfde procentuele verkleining van de tophoogte, zodat men hiervoor geen correctie behoeft aan te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

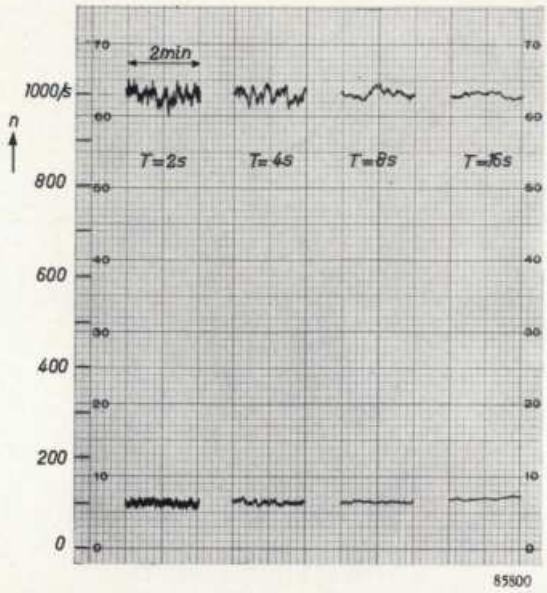


Fig. 8. De „beverigheid" (Engels: jitter) van de geregistreerde lijn, die toe te schrijven is aan de statistische fluctuaties van de telfrequentie, neemt met toenemende tijdconstante T af. De registrogrammen werden bij een vaste positie van de detector gemaakt met telfrequenties van resp. $n = 1000$/sec en $n = 100$/sec.

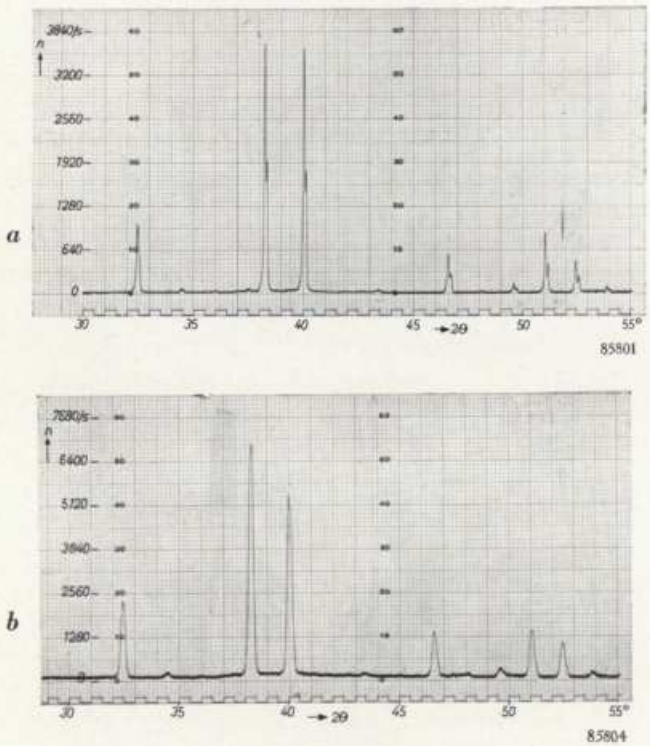


Fig. 9. Diffractiediagram van $Sr(NO_3)_2$ opgenomen met de diffractometer, met CuKα-straling, 30 kV_{max}, 20 mA. *a*) Opname met ontvangspleet van 0,15 mm breedte bij een aftastsnelheid $v = {}^1/_4{}^\circ$ per min en een tijdconstante $T = 4$ sec. *b*) Opname met ontvangspleet van 0,60 mm breedte, $v = 1^\circ$ per min en $T = 2$ sec. Het totale aantal quanta is in beide gevallen ongeveer hetzelfde (92 290 en 88 260, na aftrek van de achtergrond), doch het scheidend vermogen is voor opname (*b*) veel geringer dan voor opname (*a*), die vier maal zo lang duurde. De verhouding van top tot achtergrond is in (*a*) 96,5, in (*b*) 42,7 (verg. fig. 18).

een behoorlijk nauwkeurige registratie en één die voor een snel overzicht gemaakt is, wordt door *fig. 9* geïllustreerd.

De fouten die daaraan te wijten zijn dat men continu aftast met een inrichting die aan een tijdsvertraging onderhevig is, kan men aanzienlijk verminderen door stapsgewijs af te tasten en bij elke stap te blijven meten gedurende een periode die enige malen langer is dan de RC-tijd. De „Norelco" goniometer is met een inrichting voor dit doel uitgerust (zie I). Het lijnprofiel dat men hierbij krijgt en dat in nauwkeurigheid beantwoordt aan een profiel dat men bij zeer langzame continue aftasting zou verkrijgen, wordt geïllustreerd door *fig. 10*.

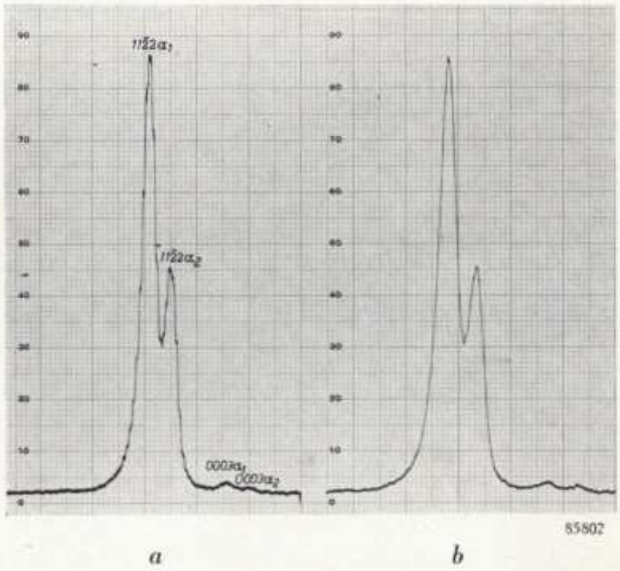


Fig. 10. Diffractielijnen (kwarts $11\bar{2}2$ en 0003) geregistreerd met de telfrequentiemeter: *a*) stapsgewijze aftasting met stapjes van 0,02°, teltijd bij iedere stap 30 sec, tijdconstante $T = {}^1/_4$ sec; *b*) continue aftasting met $v = {}^1/_8{}^\circ$ per min.

De „Norelco" telfrequentiemeter onderscheidt zich van andere soortgelijke toestellen o.a. door zijn relatief kleine meetgebied: volle uitslag wordt verkregen bij 50 quanta/sec. Om een groot gebied van intensiteiten te bestrijken, worden de impulsen die door de telbuis worden geleverd, door de bovenvermelde deelschakeling onderverdeeld alvorens ze aan de telfrequentiemeter toe te voeren. De schaal van de telfrequentiemeter kan aldus in stappen van precies een factor 2 worden ingesteld van 50 tot 12 800 quanta/sec. Door een schakelaar kan bovendien het basisgebied nog worden veranderd in $0{,}8\times50$ en $0{,}6\times50$ quanta/sec, zodat men in totaal over 27 meetgebieden beschikt. Vergeleken met de gebruikelijke soorten telfrequentiemeters, die met grote meetgebieden werken, heeft men het voordeel dat zeer uiteenlopende relatieve intensiteiten (die in verschillende meetgebieden geregistreerd zijn) nauwkeurig kunnen worden vergeleken. Bovendien wordt de ijking vereenvoudigd, doordat men de netfrequentie als standaard voor een van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de drie basisgebieden kan gebruiken; alle andere gebieden zijn dan automatisch meegeijkt, daar men slechts met factoren 2 behoeft te vermenigvuldigen.

Een ander voordeel van deze werkwijze, waarbij men het aantal impulsen deelt alvorens de gemiddelde stroomsterkte op te maken, bestaat daarin dat hogere telfrequenties nauwkeurig kunnen worden gemeten. Immers, de telverliezen die aan het eindige scheidend vermogen van de eigenlijke telschakeling te wijten zijn, worden erdoor verminderd (zie het hoofdstuk over Lineariteit aan het einde van dit artikel). Deze gunstige invloed van het deelproces wordt nog vergroot door het zg. regulariserende effect van dit proces: de na de deling overblijvende impulsen komen met regelmatiger tussenpozen bij de telschakeling aan dan de oorspronkelijke, zodat hun aantal per sec, zonder dat overmatige verliezen optreden, dichter bij de critische frequentie mag komen die voor een strikt periodieke opeenvolging van impulsen bestaat [7]).

De schakeling van de telfrequentiemeter is zo ontworpen, dat de uitgang hiervan met die van een tweede telfrequentiemeter kan worden gekoppeld, zodanig dat zij samen een spanning geven die evenredig is met de som of met het verschil of met de verhouding van twee gemeten intensiteiten. Men heeft slechts één registreertoestel nodig om het gecombineerde resultaat te registreren. Deze mogelijkheid kan nuttig zijn voor allerlei technieken waarbij processen continu worden gecontroleerd.

„Telstrategie"

Het verband tussen de nauwkeurigheid van de intensiteitsmeting en het totale getelde aantal quanta, zie verg. (2) en (3), is van overheersend belang in alle intensiteitsmetingen die met geigertelbuizen of andere telbuizen worden uitgevoerd [8]). Een gevolg van dit verband is, dat bij gebruik van vaste teltijden — zoals in de boven beschreven methodes — de relatieve fout omgekeerd evenredig is met de wortel uit de telfrequentie, dwz. uit de intensiteit.

Men kan zich afvragen, of men al dan niet genoegen moet nemen met dit „natuurlijke" verband tussen nauwkeurigheid en intensiteit. Het is wel duidelijk dat men een ander verband tussen de nauwkeurigheid en de intensiteit kan realiseren indien men voor het tellen variabele teltijden toepast. Om de genoemde vraag te beantwoorden, moet men zich rekenschap afleggen van het uiteindelijke doel waarvoor de geregistreerde intensiteiten zullen worden gebruikt. We willen hier twee hoofdgevallen beschouwen.

a) Van sommige problemen wordt de oplossing verkregen door de verhouding van verschillende intensiteiten uit te rekenen. Dit geldt voor het onderzoek van spanningen in koud-bewerkte metalen, van de deeltjesgrootte (bijv. in kleimineralen), van onvolmaakte structuren in kristallen, enz., waarbij brede diffractielijnen worden verkregen. De gewenste informatie wordt in deze gevallen afgeleid uit een Fourier-ontwikkeling van het lijnprofiel, waarvan de nauwkeurige gedaante (plaatselijke relatieve intensiteit bij iedere hoek) voor dit doel nauwkeurig moet worden gemeten [9]). Het geldt ook voor kwantitatieve chemische analyse, waarbij de verhouding van de percentages van componenten in een mengsel evenredig is met de verhouding van de intensiteiten (topwaarden) van hun resp. diffractielijnen. Voor deze gevallen moeten de plaatselijke of topwaarden, die resp. teller en noemer van een te berekenen breuk vormen, met ongeveer dezelfde relatieve nauwkeurigheid bekend zijn: als we alleen voor één van beide de relatieve fout verminderen, wordt de nauwkeurigheid van de verhouding er slechts weinig door verbeterd.

Voor dit soort problemen is derhalve een zodanige telstrategie gewenst dat een constante relatieve fout bij alle telfrequenties wordt verkregen. Uit verg. (3) blijkt dat men voor dit doel in ieder meetpunt (buigingshoek) een vast aantal quanta N moet vergaren. Dit komt hierop neer dat men de teltijd omgekeerd evenredig met de telfrequentie maakt (zie *fig. 11*).

b) Bij iedere meting van een afzonderlijke top moet het verschil tussen twee telfrequenties worden berekend, nl. het verschil tussen top en achtergrond. In dit geval dienen deze beide telfrequenties met ongeveer dezelfde absolute nauwkeurigheid bekend te zijn: vermindering van de absolute fout slechts in één van beide zal de nauwkeurigheid van het verschil slechts weinig verbeteren.

Ook bij het opnemen van het profiel van een lijn zal men een constante absolute nauwkeurigheid wensen zodra de relatieve fout zover verminderd is dat de absolute fout gelijk is aan de onzekerheid ten gevolge van de eindige dikte van de lijn die het registreertoestel schrijft. Deze lijndikte zal

---

[7]) Zie bijv. E. J. van Barneveld, Snel werkende telschakelingen met de decimale telbuis, Philips techn. T. **16**, 313-324, 1954 (No. 10).

[8]) Op de keper beschouwd, bestaat zulk een verband ook bij fotografische intensiteitsmetingen, maar ten gevolge van het enorme aantal quanta hierbij is de statistische fout zoveel kleiner dan de fouten die door de techniek van de zwartingsmetingen worden veroorzaakt, dat het effect lange tijd geheel over het hoofd gezien werd. Pas sinds kort, nl. sinds de komst van inrichtingen voor de electronische versterking van röntgenbeelden, waarbij quantumeffecten op de voorgrond treden, is men zich meer bewust geworden van de rol die deze effecten bij de fotografische registratie spelen (zie bijv. Philips techn. T. **17**, 68-72, 1955, No. 3).

[9]) B. E. Warren en B. L. Averbach, X-ray diffraction studies of cold work in metals, hfdst. V van Imperfections in nearly perfect crystals, Wiley & Sons, New York 1952; A. J. C. Wilson, X-ray optics, Methuen & Co., Londen 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

immers in alle plaatselijke intensiteitswaarden een constante absolute fout veroorzaken (ongeveer 0,2% van de volle uitslag van het toestel).

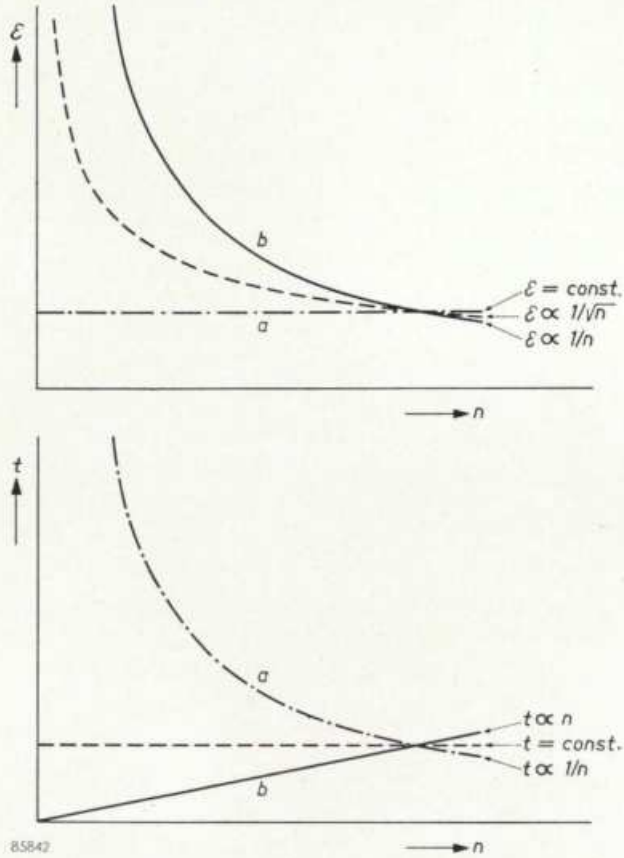


Fig. 11. Relatieve statistische fout ε en vereiste teltijd t als functie van de telfrequentie n, voor drie verschillende systemen van telstrategie.

Om een constante absolute fout bij alle telfrequenties te verkrijgen, dwz. een relatieve fout die omgekeerd evenredig is met de telfrequentie, $\varepsilon \sim 1/n$, moet de teltijd t evenredig met de telfrequentie worden gemaakt, zoals uit verg. (3) en (1) blijkt. Dit wordt eveneens door fig. 11 geïllustreerd.

De „natuurlijke" telstrategie, waarbij een vaste teltijd voor het tellen wordt toegepast, onafhankelijk van de telfrequentie, ligt tussen de gevallen (a) en (b) in. *Tabel I* geeft een overzicht van al deze gevallen.

Voor zover ons bekend, is nog nooit getracht geval (b) in een automatisch registreertoestel te realiseren. Geval (a) daarentegen is niets anders dan de bekende methode met een vast aantal quanta. Verschillende manieren om deze methode in practijk te brengen, worden in de volgende hoofdstukken beschreven.

Er dient op te worden gewezen dat nog andere variaties in de telstrategie denkbaar zijn en inderdaad worden toegepast. De door Cooke-Yarborough [10]) beschreven methode is zulk een variatie, die een compromis zoekt tussen de methode met vast aantal quanta en die met vaste teltijd.

Tabel I. Verschillende systemen van „telstrategie".

	Verband tussen relatieve fout ε en telfrequentie n	Verband tussen teltijd t en telfrequentie n
Constante relatieve fout (vastgesteld aantal quanta, geval a) . .	$\varepsilon = \text{const.}$	$t \sim \frac{1}{n}$
Vastgestelde tijd	$\varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$	$t = \text{const.}$
Constante absolute fout (geval b)	$\varepsilon \sim \frac{1}{n}$	$t \sim n$

Het hierboven gestelde omtrent de invloed van de statistische fouten op de verhouding en op het verschil van twee gemeten waarden kan als volgt worden begrepen.

Hebben twee telfrequenties n_1 en n_2 ($n_1 > n_2$) de relatieve fouten ε_1 en ε_2, dan bedragen de absolute fouten $n_1\varepsilon_1$ en $n_2\varepsilon_2$ (het speelt hierbij geen rol of wij de waarschijnlijke fouten ε_{50} of de fouten ε_{90} of ε_{99} met 90% resp. 99% waarschijnlijkheid beschouwen).

De relatieve fouten ε_r van de verhouding n_1/n_2 en ε_d van het verschil $n_1 - n_2$ worden dan:

$$\varepsilon_r = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2},$$

$$\varepsilon_d = \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \left(\frac{n_2}{n_1}\varepsilon_2\right)^2}}{\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)}.$$

Ligt ε_1 vast, dan ziet men dat in beide gevallen de tweede term onder de wortel het liefst niet noemenswaardig groter moet worden dan ε_1^2, aangezien dit een aanzienlijke toeneming van de resulterende fout zou veroorzaken (de laatstgenoemde kan men zich voorstellen als de hypotenusa in een rechthoekige driehoek). Anderzijds wint men er slechts weinig bij indien men de tweede term veel kleiner dan ε_1^2 maakt, aangezien in dat geval de resulterende fout toch ongeveer gelijk aan ε_1 blijft. Het is derhalve een redelijke keuze de tweede term ongeveer gelijk aan de eerste te maken. Zo vindt men dus voor de verhouding n_1/n_2, dat het wenselijk is $\varepsilon_2 \approx \varepsilon_1$ te maken (gelijke relatieve fout voor beide telfrequenties), en voor het verschil $n_1 - n_2$, dat het wenselijk is $n_2\varepsilon_2 = n_1\varepsilon_1$ te maken (gelijke absolute fout).

Bij een strengere behandeling van het probleem [11]) moet men er rekening mee houden dat een vermindering van ε_2, de fout van de kleinste van de twee telfrequenties, meer tijd zal kosten dan een even belangrijke vermindering van ε_1. De meest economische werkwijze zal daarin bestaan ervoor te zorgen dat een kleine verbetering in ε_r (of ε_d) een zelfde extra-teltijd kost, onafhankelijk of men ze door vermindering van ε_1 of door vermindering van ε_2 tracht te bereiken. Een eenvoudige berekening toont aan dat de teltijd evenredig met de wortel uit de telfrequentie moet worden gekozen om aan de genoemde eis te voldoen voor ε_r, en omgekeerd evenredig met de wortel uit de teltijd voor het geval van ε_d.

[10]) F. H. Cooke-Yarborough, The counting of random pulses, J. Brit. Inst. Radio Eng. **11**, 367-380, 1951.

[11]) De volgende beschouwing danken wij aan Dr. H. C. Hamaker van het Philipslaboratorium te Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Puntsgewijze meting met vast aantal quanta

De puntsgewijze meting van het diffractiediagram volgens de methode met vast aantal quanta wordt op de volgende wijze uitgevoerd: het mechanische telwerk, dat geconstrueerd is als een klok, brengt telkens als het 100 stappen heeft gedaan, d.i. na één volledige omwenteling van de grote wijzer, een schakeling in werking die de telling stopzet. Naar gelang van de gekozen deelfactor is dus de telinrichting in werking gedurende een zodanige tijd als nodig is om het vooraf vastgestelde aantal quanta N, d.i. 100, 200, ..., 12 800 of 25 600, te vergaren. Deze telperiode wordt met een electrische stopklok gemeten (*fig. 12* en *13*). Uit de gemeten waarde t wordt de telfrequentie $n = N/t$ berekend, die dan tegen de buigingshoek kan worden uitgezet.

Daar het aantal quanta vooraf vastgelegd is, zal de relatieve fout van alle gemeten intensiteiten even groot zijn en een vooraf vastgestelde waarde bezitten (verg. 3). Het is duidelijk dat de methode, evenals de puntsgewijze meting met vaste teltijd, veel tijd vergt. In feite is het tijdsverbruik hier nog groter, aangezien de tijd die men voor iedere meting nodig heeft, met de intensiteit varieert en bij geringe telfrequenties zeer lang wordt (fig. 11). Er is echter

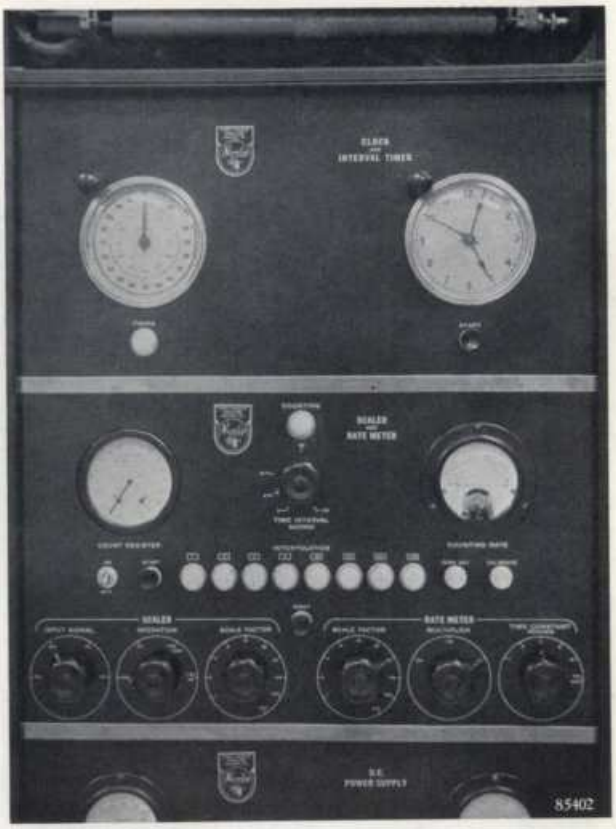


Fig. 13. Vooraanzicht van de panelen met de deelschakeling en de telfrequentiemeter (onderaan, verg. ook fig. 1), de schakelklok en de stopklok (bovenaan).

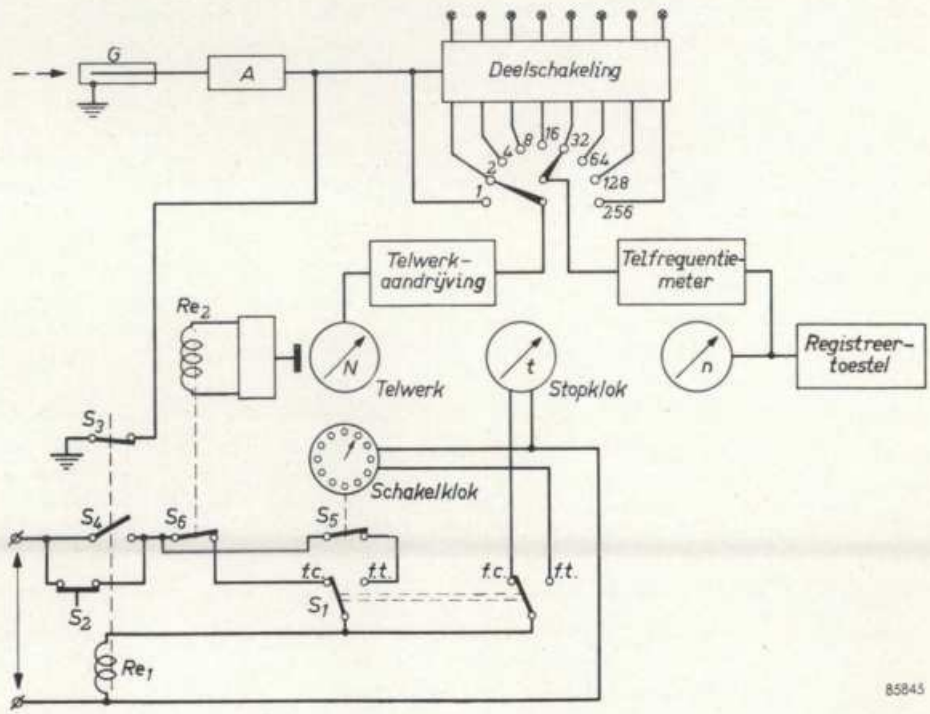


Fig. 12. Blokschema van de schakeling voor intensiteitsmetingen volgens verschillende methodes. De impulsen die in de detector G (bijv. een geigertelbuis) optreden, worden via een impulsvormer en een versterker A aan de deelschakeling toegevoerd, die uit acht binaire trappen bestaat.

Methodes met vastgestelde tijd: Zet men de kiesschakelaar S_1 in de stand f.t. („fixed time"), dan worden gedurende een tijd die men op de schakelklok kan instellen, de impulsen van één, vooraf gekozen, trap van de deelschakeling in het telwerk N geteld. De meting begint als men op de knop S_2 drukt. Hierdoor gaat de schakelklok lopen en komt relais Re_1 op, dat het houdcontact S_4 sluit en schakelaar S_3 opent, zodat impulsen van de versterker aan de deelschakeling en het telwerk worden doorgegeven. Na de ingestelde tijd opent de schakelklok de schakelaar S_5. Hierdoor valt Re_1 af, S_3 wordt gesloten en S_4 geopend, waardoor het tellen beëindigd wordt. Wil men een registrogram met de telfrequentiemeter opnemen, dan wordt S_2 door een (niet getekende) overbruggingsschakelaar gesloten gehouden, zodat het tellen continu doorgaat. Gebruikt men de aanslagen op de goniometer, dan werken deze via (niet getekende) microschakelaars op S_2.

Methodes met vastgesteld aantal quanta: De kiesschakelaar S_1 wordt in de stand f.c. geplaatst („fixed count"). De meting begint weer als men knop S_2 indrukt. Heeft de grote wijzer van het telwerk N één omwenteling volbracht, dan wordt een (niet getekend) contact gesloten, relais Re_2 wordt hierdoor via een relaisbuis bekrachtigd, zodat de schakelaar S_6 wordt geopend en relais Re_1 afvalt; zo wordt de telcyclus beëindigd. De telfrequentie berekent men uit de tijd die afgelezen wordt op de stopklok, die tegelijk met het telwerk in gang komt en staan blijft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geen reden om over deze eigenaardigheid van de methode te klagen, aangezien dit in werkelijkheid niets anders dan le défaut de ses mérites is; bovendien speelt het tijdsverbruik geen grote rol als men de inrichting toepast die in het volgende hoofdstuk zal worden beschreven.

De telfrequentie-automaat

Om nauwkeurige intensiteitsmetingen volgens de methode met vast aantal quanta te kunnen uitvoeren zonder te veel tijd van het bedieningspersoneel te vergen, is de „Norelco" telfrequentie-automaat (counting rate computer) ontwikkeld [12]). Deze inrichting voert geheel automatisch de opeenvolgende werkzaamheden uit en registreert de uitkomst. Het toestel zal in een volgend artikel in dit tijdschrift nader worden beschreven, zodat wij hier ermee kunnen volstaan de belangrijkste prestaties waartoe het in staat is, te vermelden.

Het chassis van het toestel is ongeveer even groot als het chassis van de deelschakeling en past in het rek voor de electronische schakelingen op de plaats van de schakelklok en de stopklok (fig. 1, tweede paneel van boven). De automaat werkt als een rekenmachine van het zg. analogon-type; hij is gebaseerd op de wet van Ohm en levert een electrische stroom die omgekeerd evenredig is met de tijd, vereist voor het vergaren van het vooraf vastgestelde aantal quanta, bij een gegeven hoekpositie van de telbuis. Deze stroom wordt aan een registreertoestel toegevoerd, zodat men op de papierstrook een registratie (op lineaire schaal) van de telfrequentie verkrijgt. Nadat een waarde is geregistreerd, transporteert het toestel de papierstrook over een bepaalde kleine afstand, draait de telbuis op de goniometer over een bepaalde kleine hoek verder en zet automatisch de telschakeling weer in gang om een nieuwe telcyclus uit te voeren. Op deze wijze wordt een stapsgewijze registratie verkregen. De hoekstappen kan men op 0,01°, 0,02°, ..., 0,05° (2Θ) instellen. De statistische fout (dwz. het aantal quanta dat in een hoekpositie wordt geteld) en de intensiteit die aan de volle uitslag van de registreerpen beantwoordt, kan men eveneens kiezen.

In *fig. 14* is een registratiestrook gereproduceerd zoals deze met de telfrequentie-automaat wordt verkregen. Voor de registratie van het afgebeelde, betrekkelijk kleine, hoekgebied van het diagram waren $2^3/_4$ uur nodig, de registratie geschiedde echter geheel automatisch.

[12]) W. Parrish en E. A. Hamacher, Geiger counter X-ray diffraction spectrometer: instrumentation and techniques, Trans. Instr. Meas. Conf. Stockholm 1952, blz. 95-105.

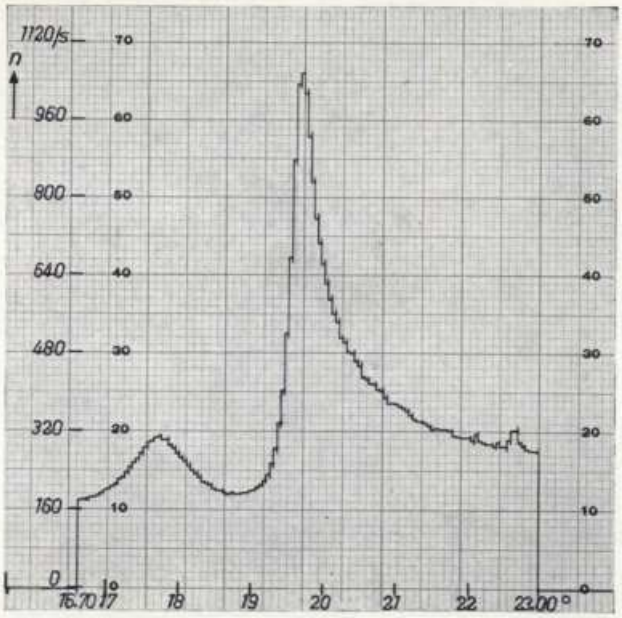


Fig. 14. Gedeelte van een diffractiediagram ($16{,}7° < 2\Theta < 23{,}0°$) geregistreerd met de telfrequentie-automaat. Montmorilloniet (droog preparaat), CuKα-straling met nikkelfilter, stapjes van 0,05° met $N = 6400$; het registreren duurde $2^3/_4$ uur.

De methode van Cooke-Yarborough

Metingen met vast aantal quanta kosten het meeste tijd bij de kleinste intensiteiten en speciaal in de achtergrond. De wens om niet al te veel tijd aan een registratie te besteden, heeft ertoe geleid dat men verschillende gemodificeerde methodes met vast aantal quanta heeft ontwikkeld, waarin bij de lage intensiteiten iets van de nauwkeurigheid wordt opgeofferd. Een methode bestaat daarin, de hoekstappen te vergroten wanneer de automaat gedeelten van een diagram aftast die alleen de achtergrond bevatten. Voor zulke gedeelten kan men bijv. stappen van 0,05° nemen, en stappen van 0,01° voor de lijnen. Een andere methode bestaat daarin, de deelfactor voor de metingen van de achtergrond kleiner te maken, waardoor men de relatieve statistische fout van deze metingen vergroot. Men kan ook beide methodes combineren, maar de tijdwinst wordt ten slotte beperkt door de herinsteltijd van de automaat, dwz. de tijd die niet voor het eigenlijke tellen noodzakelijk is, doch voor het registreren van het resultaat en voor de beweging van de papierstrook en de goniometer. Hieruit blijkt dat het eerstgenoemde hulpmiddel (vergroting van de stappen) meer uithaalt, aangezien daarbij het aantal herinstelperiodes wordt verminderd; bovendien heeft de tweede methode het nadeel dat de op de papierstrook geregistreerde amplitude wordt veranderd.

Beide modificaties hebben het nadeel dat de aandacht van de bedienende persoon wordt opgeëist om op de juiste momenten deelfactoren of hoekstappen te wijzigen. Dit wordt vermeden en de werking kan weer geheel automatisch worden gemaakt bij de methode van Cooke-Yarborough [10]). Volgens deze methode worden aan de ongeordend aankomende impulsen die men wil meten, periodieke impulsen van een constante, instelbare, lage frequentie toegevoegd. Bij grote intensiteiten spelen de toegevoegde impulsen, bijv. 100 per sec, nauwelijks een rol, zodat de kenmerkende eigenschap van de methode met vast aantal quanta, nl. grote en gelijkblijvende relatieve nauwkeurigheid, bij het meten van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

toppen onveranderd behouden blijft. Bij lage intensiteiten nadert de tijd die nodig is voor één meting (dwz. voor het vergaren van het vooraf vastgestelde aantal quanta) tot een vaste waarde, die afhangt van de constante frequentie der toegevoegde impulsen. De methode van Cooke-Yarborough ligt derhalve tussen die met vast aantal quanta en die met vaste teltijd in.

Wil men de methode van Cooke-Yarborough met de telfrequentie-automaat toepassen, dan is het van belang dat de intensiteitsschaal lineair blijft. In het artikel over deze machine zal worden aangetoond dat men dit waarborgt door een impulsfrequentie f te kiezen die een vaste fractie x is van de telfrequentie die aan volle uitslag beantwoordt: $f = x(n+f)_{max}$. Wij hebben een impulsgenerator ontworpen, die met het net is gesynchroniseerd en die impulsen gebaseerd op $x = 0{,}075$ levert, zodat voor waarden van $(n+f)_{max}$ die variëren van 50 tot 3200 impulsen/sec (de bovenste grens voor de telfrequentie-automaat) impulsfrequenties van 3,75, 7,5, . . . , 240/sec ter beschikking staan.

De verkregen tijdwinst kan uit *fig. 15* worden afgelezen. De gestippelde lijnen geven als functie van de telfrequentie (röntgenintensiteit) aan, hoeveel tijd men bij de normale werkwijze nodig heeft om het vooraf vastgestelde aantal impulsen N (= 100× de schaalfactor) te vergaren, voor verschillende waarden van N. De minimumtijd, die 8 sec bedraagt voor alle waarden van N, beantwoordt aan de maximale stroom die het toestel leveren kan. De getrokken krommen geven de tijd aan die men voor de methode van Cooke-Yarborough met $x = 0{,}075$ nodig heeft. Bij lage telfrequenties is de tijd aanzienlijk verminderd: hij nadert voor alle gevallen tot een maximum van 106,6 sec. De tijd voor de hoogste telfrequenties is vrijwel onbeïnvloed: hij is afgenomen van 8 tot 7,45 sec.

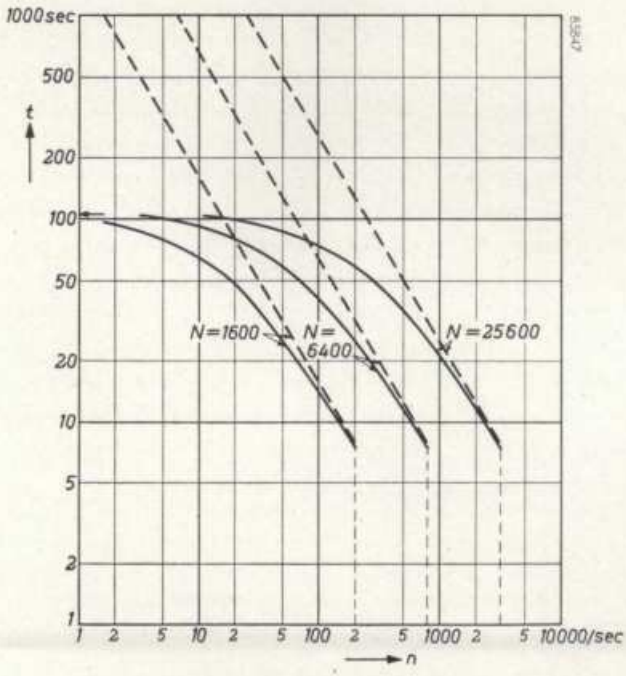


Fig. 15. Vereiste tijd t voor het vergaren van N quanta, als functie van de intensiteit (n), bij normale telling (gestippelde lijnen) en bij de methode volgens Cooke-Yarborough (getrokken lijnen). De frequentie f der toegevoegde impulsen is $x = 0{,}075$ maal de impulsfrequentie voor volle uitslag.

Hoeveel tijd men in totaal nodig heeft om een bepaald gedeelte van een diffractiediagram af te tasten, zal afhangen van het achtergrondniveau en het aantal lijnen en hun intensiteit. In zeker geval had de telfrequentie-automaat 8 uur nodig om een diagram op te tekenen dat één scherp lijnprofiel

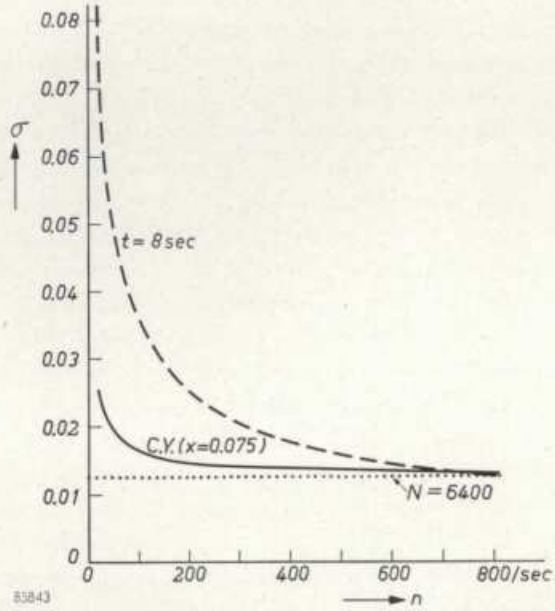


Fig. 16. De standaardafwijking σ als functie van de telfrequentie n, voor de methode van Cooke-Yarborough (C.Y.), voor metingen met vastgestelde tijd $t = 8$ sec (- - -), en voor metingen met vastgesteld aantal quanta $N = 6400$ (.....).

en een uitgestrekt achtergrondgebied bevatte; toepassing van de methode van Cooke-Yarborough verminderde de tijd voor hetzelfde diagram ongeveer met een factor 2. De tijdsbesparing is iets minder dan men zou verwachten, ten gevolge van de herinsteltijd van het apparaat, zie boven, die 60 sec per cyclus beloopt.

De statistische fouten, die door de methode van Cooke-Yarborough enigszins worden vergroot, dienen ook nog te worden beschouwd. De standaardafwijking is bij deze methode [10]:

$$\sigma_{C.Y.} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{n+f}{n}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$\sigma_{C.Y.}$ is in *fig. 16* als functie van N uitgezet voor $f = 60$ en $N = 6400$ (meetgebied $(n+f)_{max} = 800$); ter vergelijking zijn ook de σ-lijnen voor de normale methode met vast aantal quanta ($N = 6400$) en voor vaste teltijd (8 sec) getekend. De werkwijze van Cooke-Yarborough lijkt in zoverre op de methode met vaste teltijd dat de relatieve statistische fout met afnemende telfrequentie toeneemt. Bij hoge telfrequenties geven alle drie methodes vrijwel dezelfde statistische nauwkeurigheid.

Meting van lijnoppervlakten

Veelal wordt stilzwijgend aangenomen dat de tophoogte van een diffractielijn de lijnintensiteit voorstelt. Hoewel deze onderstelling voor de identificatie van stoffen heel geschikt en gemakkelijk is, voldoet

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zij minder goed voor nauwkeurige kwantitatieve analyse. Voor dit doel moet men als „lijnintensiteit" een grootheid gebruiken die streng evenredig is met het aanwezige percentage van de stof. We hebben reeds gezien dat dit bij de tophoogte niet het geval is; deze hangt immers in registrogrammen van de telfrequentiemeter aanzienlijk af van de aftastsnelheid en zelfs van de aftastrichting. Een fysisch juistere maat voor de lijnintensiteit is de totale afgebogen energie, dwz. de integraal van de intensiteit over de gehele breedte van de diffractielijn, oftewel de oppervlakte van de lijn. Deze oppervlakte wordt door de vervorming van het lijnprofiel en de verandering van de tophoogte, die bij de registratie met de telfrequentiemeter optreedt, niet beïnvloed [12]). De lijnoppervlakte is tevens van belang voor de structuuranalyse, aangezien de hierdoor gedefinieerde lijnintensiteit rechtstreeks samenhangt met de parameters van de kristalstructuur.

Er zijn ook practische argumenten voor het werken met geïntegreerde intensiteiten: 1) de statistische fout is bij de meting van de oppervlakte van een lijn kleiner dan die van de tophoogte wegens het veel grotere in totaal getelde aantal quanta; 2) de moeilijkheid van het over elkaar vallen van $K\alpha_1$- en $K\alpha_2$-lijnen wordt uitgeschakeld. Waar deze lijnen voor een deel over elkaar vallen, zal de gemeten tophoogte van een lijn de hoogte van de α_1-top (die ongeveer twee keer zo hoog is als de α_2-top) met een zekere factor overtreffen, die nog afhangt van de mate waarin de lijnen elkaar bedekken. Bij het integreren van de intensiteit neemt men altijd de totale oppervlakte, die de bijdragen van α_1- en α_2-lijnen omvat, zodat het er niet toe doet of de α_1- en α_2-lijnen gescheiden zijn of niet.

Natuurlijk is integratie alleen mogelijk waar geen lijnen die van verschillende roostervlakken afkomstig zijn, in sterke mate over elkaar vallen. Waar dit in geringe mate het geval is, kunnen de „staarten" van de lijnen ruw ingetekend worden, zoals in *fig. 17* is weergegeven, en de integratie kan

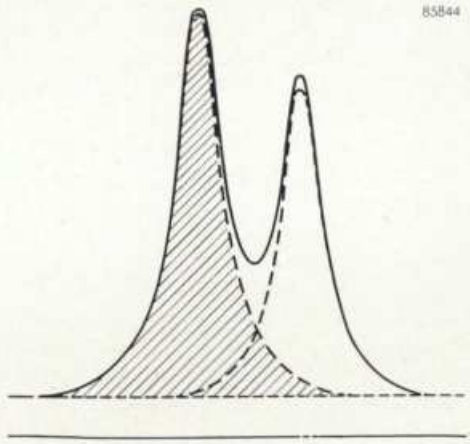


Fig. 17. De oppervlakte van diffractielijnen die van verschillende roostervlakken afkomstig zijn doch gedeeltelijk over elkaar vallen, kan men bepalen door de „staarten" van de lijnen in het gemeenschappelijke hoekgebied te schetsen en een planimeter te gebruiken.

dan met een planimeter worden uitgevoerd. Zijn de lijnen geheel gescheiden, dan bestaat een zeer eenvoudige methode daarin, een ontvangspleet te gebruiken die breed genoeg is om de gehele lijn op te nemen en dan een meting ter plaatse van de top uit te voeren (*fig. 18*). Voor een totale lijnbreedte van 0,01° is een spleetbreedte van 1,2 mm vereist. Bij de „Norelco" apparatuur heeft men nog een andere gemakkelijke mogelijkheid om geïntegreerde intensiteiten te meten. Men laat de goniometer het diagram continu aftasten en stelt de

Tabel II. Vergelijking van de gemeten oppervlakte en de tophoogte voor een aantal siliciumlijnen, ter demonstratie van de invloed van het $K\alpha_1$-α_2-doublet. Toegepast werd ongefilterde CuKα-straling met een openingshoek van de bundel van 1°; breedte van de ontvangspleet 0,15 mm, aftastsnelheid $^1/_4$° (2Θ) per min, tijdconstante 4 sec, schaalfactor 128. Alle waarden zijn voor de achtergrond gecorrigeerd.

Lijn	hoekgebied 2Θ	totaal aantal quanta (oppervlakte van lijn)	telfrequentie bij de top impulsen/sec	relatieve oppervlakte	intensiteit top
111	29,5-27,5°	48 040 ± 0,5%	α = 1336 ± 0,5%	100	100
220	48,5-46,5°	36 590 ± 0,5%	α_1 = 903 ± 1,1%	74,0	67,6
331	57,0-55,0°	21 376 ± 0,8%	α_1 = 511 ± 0,9%	44,4	38,3

In *tabel II* zijn voor een bepaald preparaat de relatieve waarden van de oppervlakte en de tophoogte van een paar lijnen aangegeven, om de invloed van de scheiding van α_1- en α_2-lijnen te illustreren.

telschakeling vóór het bereiken van de lijn met de hand in werking, om ze na het aftasten van de lijn weer met de hand uit te schakelen. Het mechanische telwerk registreert het totale aantal tijdens het aftasten binnengekomen quanta, welk aantal

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

evenredig is met de oppervlakte van het afgetaste gedeelte van het diagram.

Van de geïntegreerde lijnintensiteit moet de geïntegreerde intensiteit van de achtergrond worden afgetrokken. Deze meet men afzonderlijk, bijv. door het totale aantal achtergrondimpulsen te tellen dat in een gebied aansluitend op de lijn en met dezelfde breedte als de afgetaste lijn optreedt. Men kan ook op eenvoudige wijze corrigeren voor een achtergrond die geleidelijk met de buigingshoek verloopt.

Is een lijn heel zwak, dan kan men deze enkele keren heen en weer aftasten om voldoende quanta voor de gewenste statistische nauwkeurigheid te vergaren.

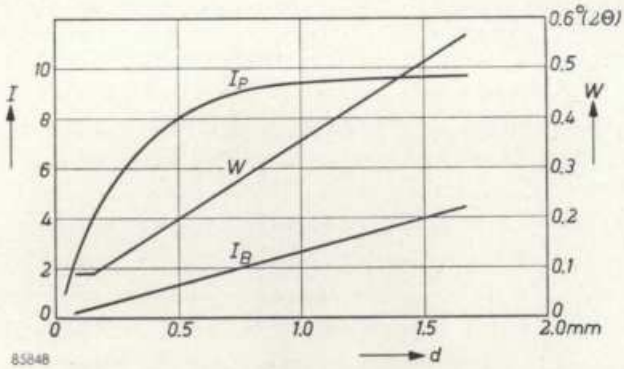


Fig. 18. Met toenemende breedte d van de ontvangspleet waarmee men een diffractielijn aftast, zal ook de geregistreerde topintensiteit I_P (na aftrek van de achtergrond) toenemen. Wordt de ontvangspleet breder dan de lijn, dan neemt de intensiteit niet meer toe en geeft de topwaarde de geïntegreerde lijnintensiteit aan. De achtergrond I_B en de breedte W (graden 2Θ op halve tophoogte) van het geregistreerde lijnprofiel blijven met toenemende breedte van de ontvangspleet steeds toenemen. De getekende krommen werden verkregen voor de 111 lijn van silicium met CuKβ straling en een bundelopening $2\alpha = 1°$. Meet men bredere lijnen en gebruikt men Kα-straling met gescheiden doublet, dan veranderen de aangegeven waarden.

Voor het vergelijken van de relatieve intensiteit van twee of meer lijnen moet men deze natuurlijk met dezelfde ontvangspleet en aftastsnelheid meten, of eventuele verschillen in deze factoren in rekening brengen.

Boven is vermeld dat de oppervlakte van een lijn een betere maat voor de lijnintensiteit is dan de tophoogte. Geheel analoog geldt dat het zwaartepunt, dat gedefinieerd wordt door

$$2\Theta_1 = \frac{\int n \times 2\Theta \, \mathrm{d}(2\Theta)}{\int n \, \mathrm{d}(2\Theta)}, \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

een betere maat voor de nauwkeurige hoekpositie van een lijn is dan de hoekpositie van de top. Doordat de gemeten lijnprofielen onsymmetrisch zijn en de toppen een eindige breedte hebben, is het altijd enigszins twijfelachtig waar de top van een lijn precies ligt; deze onzekerheid heeft geen invloed op de bepaling van het zwaartepunt. Bovendien kan men de invloed van de belangrijkste systematische afwijkingen (welke van de Bragg-hoek 2Θ afhangen en waarvoor men formules heeft afgeleid) voor het zwaartepunt gemakkelijk in rekening brengen, terwijl de overeenkomstige correcties voor de positie van de lijntop zo ingewikkeld zijn dat zij slechts voor een smal hoekgebied zijn uitgewerkt [13]). Het zwaartepunt kan men uit een registratiestrook van de telfrequentie-automaat op eenvoudige wijze berekenen, en hoewel dit nogal tijdrovend is, is het een zeer nuttige methode voor de bepaling van roosterconstanten en voor andere gevallen waarbij het om de grootste nauwkeurigheid gaat.

Terloops zij opgemerkt dat uit verg. (6) blijkt dat de nauwkeurigheid waarmee men een diffractiehoek kan bepalen, afhangt van de nauwkeurigheid van de intensiteitsmetingen. In een typisch geval, waarin de intensiteit van lijnen in het terugstraalgebied in stapjes van 0,01° tot 0,05° met een nauwkeurigheid van $\varepsilon_{50} = \pm 0{,}8\%$ gemeten werd, konden de hoeken tot op enkele duizendste graden worden berekend. (Met de goniometer kunnen hoeken ook met deze nauwkeurigheid worden ingesteld en afgelezen.)

Lineariteit van de intensiteitsmetingen

Alle hierboven beschreven methodes om de intensiteit als functie van de buigingshoek te bepalen, zijn gebaseerd op een lineair verband tussen de afgebogen röntgenintensiteit en het getelde aantal impulsen. Zoals in dit tijdschrift al herhaaldelijk ter sprake is gekomen [7]) [14]), is, ook als men de achtergrondimpulsen heeft afgetrokken, van zulk een lineair verband slechts tot op zekere hoogte sprake. Een niet-lineariteit wordt veroorzaakt door de „dode tijd" van de detector en van de telschakeling, die tot gevolg heeft dat quanta die te snel op elkaar volgen, niet afzonderlijk worden geteld („telverlies"). Het scheidend vermogen, d.i. de vereiste tijdsafstand tussen twee quanta, bedraagt voor de geigertelbuis (type no. 62019) die gewoonlijk in de „Norelco" diffractometer wordt gebruikt, 170 microseconden. Wordt de telbuis gebruikt om CuKα-straling te meten die verkregen is uit een röntgenbuis werkend op dubbelzijdig gelijkgerichte spanning met een topwaarde van 35 kV [15]), dan vindt men een effectief scheidend vermogen van $\tau = 270$ µsec. Dit werd vastgesteld door bekende röntgenintensiteiten met de geigerteller te meten en de waargenomen telfrequentie n als functie van

[13]) W. Parrish en A. J. C. Wilson, Precision measurement of lattice parameters of polycrystalline specimens, International Tables for X-ray Crystallography, deel II, in druk.

[14]) Philips techn. T. **10**, 1-13, 1948.

[15]) Het effectieve scheidende vermogen van de geigerteller is geringer dan zijn werkelijk scheidend vermogen ten gevolge van de ongunstige pakketvorming van de quanta: de CuK-straling wordt slechts gedurende een gedeelte van de tijd opgewekt, nl. in die periodes waarin de op en neergaande spanning groter is dan de aanslagspanning van Cu (8,8 kV).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de „ware" telfrequentie n_0 uit te zetten; het verband moet de bekende vorm hebben

$$n = \frac{n_0}{1 + \tau n_0}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Het gemeten verband is in *fig. 19* te zien. Deze kromme (*a*), of verg. (7), die gelden tot ongeveer $n = 1500$/sec, kan men gebruiken om afzonderlijke gemeten telfrequenties te corrigeren. Corrigeert men niet en neemt men toch een lineair verband aan, dan blijkt uit de rechte lijn (*b*) die door het gemeten verband in fig. 19 is gelegd, dat de fout minder dan + of − 5% bedraagt indien de waargenomen telfrequentie beneden 800/sec ligt.

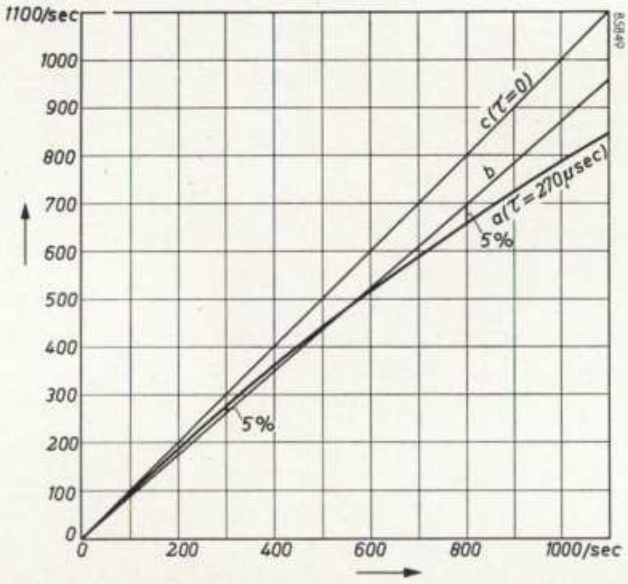


Fig. 19. Met de geigertelbuis waargenomen telfrequentie (*a*) voor een ongeordende reeks quanta als functie van de ware gemiddelde telfrequentie. De afwijking van de lineariteit is te wijten aan het beperkte scheidend vermogen voor opeenvolgende quanta. De gemeten effectieve „dode tijd" van de „Norelco" telbuis, type No. 62019, is $\tau = 270$ μsec voor CuKα-straling van een röntgenbuis die werkt op dubbelzijdig gelijkgerichte spanning van 35 kV_{max}. Laat men de röntgenbuis op constante spanning werken, dan vindt men een kortere effectieve dode tijd [15]). In het geval $\tau = 0$ krijgt men de rechte lijn *c*.

In de laatste tijd zijn nieuwe stralingsdetectoren voor de „Norelco" diffractometer ontwikkeld, nl. een proportionele teller en een scintillatieteller [16]). Beide zijn op zodanige wijze geconstrueerd dat zij, met hun bijbehorende versterkertrappen, met een eenvoudige stekerverbinding in de plaats van de geigerteller kunnen worden gezet. (Bij het werken met deze detectoren maakt men gebruik van de onderste twee panelen van het rek in fig. 1.) Beide nieuwe detectoren hebben zulk een korte dode tijd dat de lineariteit van het geheel in hoofdzaak slechts door de dode tijd van de eigenlijke telschakeling wordt beperkt, die in de „Norelco" apparatuur ongeveer 7 μsec bedraagt. In dit geval bedraagt de afwijking van de lineariteit 0,7% bij een waargenomen telfrequentie van 1000/sec.

Bij toepassing van de methode van Cooke-Yarborough wordt de niet-lineariteit verergerd, doordat de toegevoegde impulsen nog meer telverliezen veroorzaken. Een berekening van het grootste verlies, dat optreedt bij de grootste toegevoegde impulsfrequentie (240/sec), toonde echter aan dat bij de genoemde dode tijd van 7 μsec de afwijking van de lineariteit bij $n = 1000$/sec nog slechts tot 0,9% is toegenomen.

Fouten veroorzaakt door het preparaat en de röntgenstralenbron

Tot besluit van dit artikel moeten wij nog even terugkomen op de bewering dat hetzij de gemeten tophoogte van een diffractielijn, hetzij de gemeten oppervlakte ervan, een betrouwbare maat vormen voor de concentratie of voor de structuurparameters van een stof. Zelfs als men afziet van fouten in de justering van de goniometer of in de plaatsing van het preparaat (zulke fouten hebben geen grote invloed op de geïntegreerde intensiteit van een lijn), dan zal de genoemde bewering toch alleen juist kunnen zijn voor een ideaal preparaat. Er mag bijv. volstrekt geen voorkeursorientatie aanwezig zijn, en het aantal kristallieten moet groot genoeg zijn opdat iedere mogelijke reflectieligging voldoende vertegenwoordigd is. Zijn er te weinig kristallieten, dan kan men grote schommelingen in de afgebogen intensiteit vinden als men bij een bepaalde positie van de goniometer het preparaat langzaam in zijn eigen vlak draait (*fig. 20a*). Men kan dit verhelpen door het preparaat tijdens de metingen snel in zijn eigen vlak te draaien, waardoor een gemiddelde gemeten wordt (fig. 20*b*). Een voor dit doel geconstrueerd hulptoestelletje is in *fig. 21* afgebeeld.

Fouten ten gevolge van een voorkeursorientatie van de kristallieten zullen natuurlijk door het doen roteren van het preparaat in het algemeen niet worden geëlimineerd. Gezien de moeilijkheid om bij het maken van een preparaat elke voorkeursorientatie te vermijden, zal men zich derhalve in de meeste gevallen met een nauwkeurigheid van 1% van de intensiteitsmetingen tevreden stellen.

Deze grens van 1% komt ook overeen met de langzame schommelingen van de intensiteit van de röntgenstralenbron die bij de „Norelco" diffractometer wordt gebruikt. In gevallen waar de hoedanig-

[16]) J. Taylor en W. Parrish, Absorption and counting efficiency data for X-ray detectors, Rev. sci. Instr. **26**, 367-373, 1955 (No. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

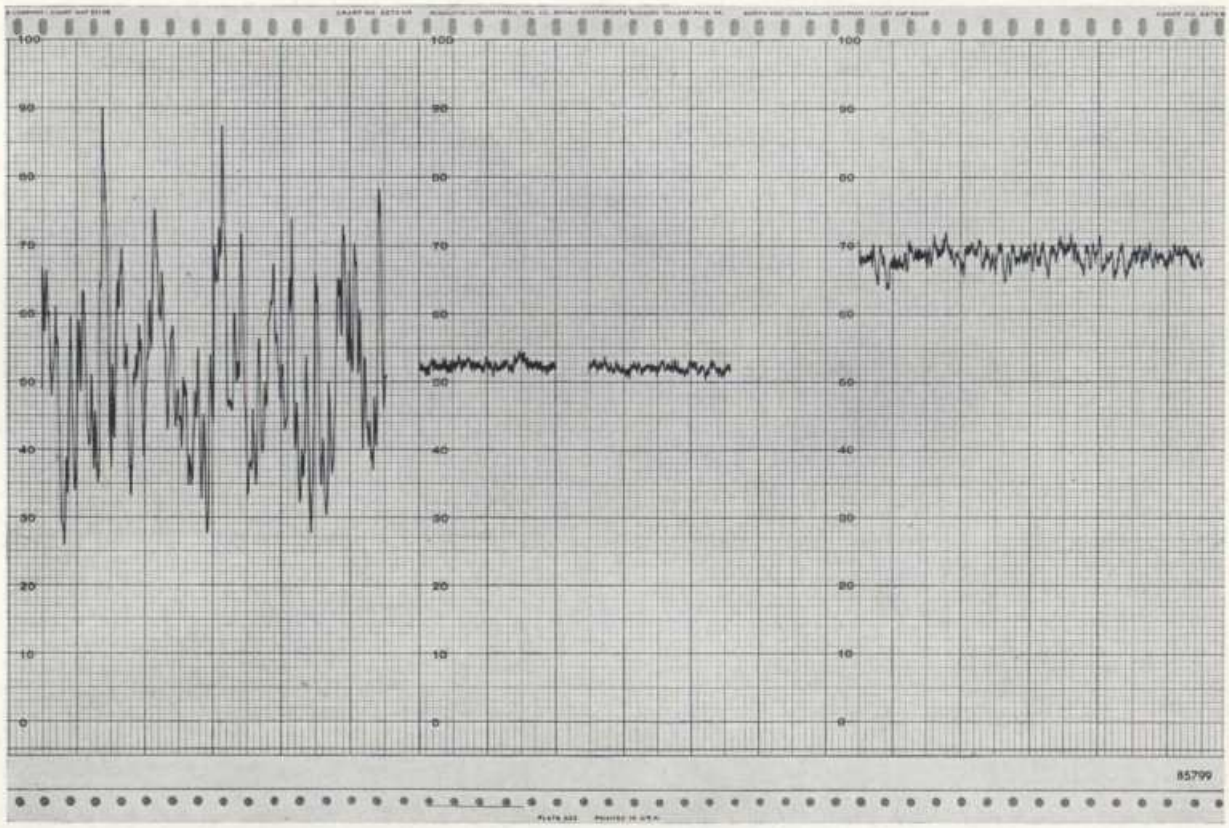


Fig. 20. *a*) Schommelingen in de afgebogen röntgenintensiteit die men bij een vaste hoekpositie van de detector verkrijgt, als men een preparaat dat uit relatief grote kristallieten (30-50 μ) bestaat, langzaam en continu in zijn eigen vlak draait ($^1/_7$ omw/min); silicium 111 lijn met CuKα-straling.
b) Bij snelle rotatie van hetzelfde preparaat in zijn eigen vlak (77 omw/min) worden de grote intensiteitsschommelingen gemiddeld. De overblijvende fluctuaties lijken op die welke men met een stilstaand preparaat verkrijgt (*c*). (Bij de laatstgenoemde opname werd de stand van het preparaat zo gekozen dat dezelfde gemiddelde intensiteit als in *b* werd verkregen.)
d) Een preparaat met een veel groter aantal kristallieten (afmetingen 0-5 μ) geeft bij langzame draaiing slechts geringe schommelingen van de intensiteit. (Dat de deeltjes van 0-5 μ een grotere gemiddelde intensiteit leveren dan de deeltjes van 30-50 μ, is waarschijnlijk toe te schrijven aan een dichtere pakking van het oppervlak in het eerstgenoemde preparaat.)

heden van het preparaat een grotere nauwkeurigheid bereikbaar maken, zal het nodig zijn de langzaam veranderende röntgenintensiteit gedurende een registratie bij te stellen; dit bijstellen kan op eenvoudige wijze geschieden, door een standaardpreparaat in de goniometer te zetten en de stroom door de röntgenbuis zo te regelen dat voor een bepaalde diffractielijn een voorgeschreven telfrequentie wordt verkregen. Bij de uitvoering van de diffractometer die door Philips in Europa wordt vervaardigd, wordt een röntgenstralenbron gebruikt (PW 1010) waarvan de langzame schommelingen minder dan 1% bedragen.

Fig. 21. Inrichting voor rotatie van het preparaat in zijn eigen vlak, ontwikkeld door K. Lowitzsch in het laboratorium te Irvington.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Aanhangsel: Statistiek der röntgenquanta

De standaardafwijking $\sigma = \sqrt{N}$ (verg. 2) geldt voor tellingen uitgevoerd aan een volkomen ongeordende opeenvolging van quanta (de resultaten beantwoorden nagenoeg aan een verdeling volgens Gauss). In vele gevallen treden de röntgenquanta niet in een volkomen ongeordende opeenvolging op, aangezien men de röntgenbuis niet op constante spanning laat werken doch op een eenzijdig of dubbelzijdig gelijkgerichte spanning. Bovendien wordt de opeenvolging enigszins verminkt door het beperkte scheidende vermogen van de telbuis quanta in een volkomen ongeordende opeenvolging worden uitgezonden), met $N = 6400$; c) van een afgebogen röntgenstralenbundel (Cr-anode, 37 kV_{max}) met $N = 25\,600$. De registratiestroken zijn in *fig. 22* afgebeeld. Volgens de formules (3), (3a) en (3b) zouden 50 stappen in fig. 22*a* en 22*b* minder dan $\varepsilon_{50} = 0{,}84\%$ van de gemiddelde hoogte moeten afwijken, 90 stappen minder dan $\varepsilon_{90} = 2{,}06\%$ en 99 stappen minder dan $\varepsilon_{99} = 3{,}22\%$. De werkelijke aantallen stappen die tussen deze grenzen werden gevonden, waren 51, 78 en 97 voor de röntgenbuis en 42, 90 en 99 voor de radioactieve bron. Voor

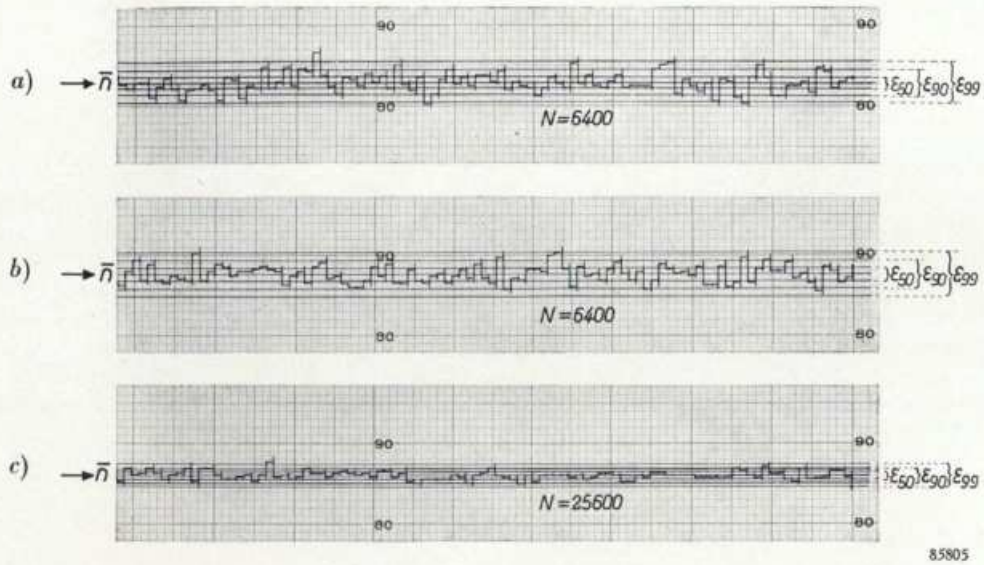


Fig. 22. Metingen van een constante röntgenintensiteit met de telfrequentie-automaat, ter toetsing van de statistische fluctuaties van de telfrequentie. In elk van de drie gevallen werden 100 tellingen van een vastgesteld aantal quanta N uitgevoerd. *a*) Afgebogen röntgenstralenbundel van een Cr-anode, 13 kV_{max}, dubbelzijdig gelijkgerichte spanning. $N = 6400$. *b*) Röntgenstraling van een radioactieve bron. $N = 6400$. *c*) Afgebogen röntgenstralenbundel van een Cr-anode, 35 kV_{max}, dubbelzijdig gelijkgerichte spanning. $N = 25\,600$.

en van de schakeling. Voor een juiste beoordeling van de nauwkeurigheid die men bij de intensiteitsmetingen verkrijgt, is het derhalve van belang na te gaan of verg. (2) op deze metingen van toepassing is.

Om ons hierover een globale voorstelling te kunnen vormen, hebben wij met de telfrequentie-automaat enige registraties, ieder van 100 stappen, gemaakt: a) van een afgebogen röntgenstralenbundel (Cr-anode, 13 kV_{max}), met $N = 6400$; b) van de röntgenstraling van een radioactieve bron (waarbij de fig. 22*c* bedroeg het overeenkomstige aantal stappen dat binnen ε_{50}, ε_{90} en ε_{99} werd gevonden: 51, 91 en 99. Deze aantallen kloppen tamelijk goed met de theorie, hoewel één getal (78) sterker van het theoretische aantal afwijkt dan men — wederom op grond van statistische beschouwingen — in drie groepen van 100 metingen zou verwachten. Men zou echter een veel groter aantal metingen moeten uitvoeren om met zekerheid te kunnen vaststellen of afwijkingen die fysisch van betekenis zijn, werkelijk optreden.

Samenvatting. Bij de röntgendiffractometrie worden röntgenintensiteiten gemeten door quanta te tellen met een stralingsdetector zoals de geigertelbuis, de proportionele telbuis of de scintillatieteller. Uit het getelde aantal quanta (dat met een statistische fout behept is) en de teltijd berekent men de telfrequentie. De „telstrategie" kan op verschillende systemen worden gebaseerd, die hier worden besproken. Telt men bij iedere hoekpositie van de detector gedurende een vastgestelde tijd, dan krijgt men een relatieve statistische fout die omgekeerd evenredig is met de wortel uit de telfrequentie; meet men daarentegen de tijd die nodig is om een vastgesteld aantal quanta te vergaren, dan wordt de relatieve statistische fout onafhankelijk van de telfrequentie. Er wordt ook een derde mogelijkheid vermeld, die een constante absolute fout van de telfrequentie oplevert. Metingen met vastgestelde tijd en met vastgesteld aantal quanta kunnen worden uitgevoerd resp. met de registrerende telfrequentiemeter en met de telfrequentie-automaat, die beide deel uitmaken van de apparatuur van de „Norelco" röntgendiffractometer en die hier worden beschreven. Met behulp van enkele accessoires kan men de methode van Cooke-Yarborough toepassen, die een compromis tussen de beide genoemde methodes vormt. Voor nauwkeurige kwantitatieve chemische analyse en voor het structuuronderzoek moet men de geïntegreerde intensiteit van de diffractielijnen bepalen. De dode tijd van de detectoren (telverlies) veroorzaakt een niet-lineariteit van de intensiteitsmetingen, waarvoor men een correctie kan aanbrengen. De invloed van een te gering aantal kristallieten in een preparaat kan worden geëlimineerd door snelle draaiing van het preparaat in zijn eigen vlak.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HOORTOESTEL MET TRANSISTORS

621.395.92:621.375.4

De transistor heeft als meest in het oog springende voordelen boven de versterkbuis dat zijn afmetingen en het opgenomen vermogen aanzienlijk geringer zijn. Bovendien is slechts één energiebron vereist, en wel een van zeer lage spanning (enkele volts); kiest men hiervoor een droge batterij, dan heeft men, in vergelijking met buizen, niet alleen het voordeel dat het opgenomen vermogen geringer is, maar daarenboven dat de energie (aantal Wh) die geleverd wordt door een batterij van een paar volt, goedkoper is dan dezelfde energie geleverd door een batterij van tientallen volts. Kleine afmetingen en lage batterijkosten nu zijn juist twee eigenschappen waarop het bij een hoortoestel aankomt. Het is dus niet te verwonderen dat het eerste Philips apparaat waarin de thans in productie genomen transistors worden gebruikt, een hoortoestel is.

Het hoortoestel KL 5500 bestaat uit een electromagnetische microfoon, een versterker met vier transistors, een telefoon en een voedingsbatterij van één tot drie cellen van 1,2 V. Nominaal bedraagt de akoestische versterking 58 dB bij gebruik van één cel en 69 dB bij gebruik van drie cellen, bij een uitgangsvermogen van de versterker van 1 resp. 10 mVA.

De transistors (drie van het type OC 70 en één van het type OC 71, de laatste in de eindtrap) zijn over weerstanden gekoppeld en werken in de schakeling met gemeenschappelijke emissor [2]). De eindtransistor geeft zijn energie direct aan de telefoon af, zonder tussenkomst van een uitgangstransformator, zoals bij een buis nodig is. Dat een transformator hier gemist kan worden, is te danken aan de lage uitgangsimpedantie die de genoemde transistorschakeling eigen is [2]). In het algemeen de onderhoudskosten (batterijen) zijn teruggebracht tot op $^1/_{10}$ gedeelte. Een ander belangrijk voordeel van het nieuwe toestel is dat het een grotere akoestische versterking en een hoger geluidsniveau levert dan het buizentoestel, zodat een grotere kring van slechthorenden er baat bij kan vinden.

Fig. 1. Het hoortoestel KL 5500, dat met transistors werkt.

Het eerste hoortoestel (type KL 5400) met transistors is intussen al weer gevolgd door een tweede (type KL 5500, *fig. 1*), waarin de mogelijkheden die transistors bieden, nog verder zijn uitgebuit. Dit toestel, dat onlangs in de handel is gekomen, weegt maar ongeveer half zo veel als het vroeger in dit tijdschrift besproken buizentoestel [1]), terwijl

[1]) P. Blom, Een electronisch hoortoestel, Philips techn. T. **15**, 37-48, 1953.

[2]) Zie bijv. Philips techn. T. **17**, 210-212, 1955 (No. 7-8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn alle impedanties van schakelingen met transistors lager dan die van schakelingen met buizen. Hieruit volgt als belangrijk voordeel van transistors dat ongewenste koppelingen door parasitaire capaciteiten onbetekenend zijn en men dus zonder bezwaar de bouw zeer compact kan maken. Daar transistors, in tegenstelling met buizen, geen microfonie vertonen, behoeft men tegen dit effect geen maatregelen te nemen, wat ook weer de compactheid ten goede komt.

Van groot belang bij een hoortoestel is een goede begrenzingsinrichting in de eindtrap; deze inrichting moet voorkomen dat bij hard schreeuwen of andere sterke geluiden de pijngrens wordt overschreden, wat vooral bij patienten met verminderde span licht kan gebeuren. Bij het hoortoestel KL 5500 is de begrenzing verkregen door in de collectorketen van de OC 71 de stroominstelling en de impedantie geschikt te kiezen. Voor nadere bijzonderheden verwijzen wij naar een uitvoeriger artikel, dat in dit tijdschrift zal verschijnen.

Om het geluid voor de patient aangenaam te maken, moet de getrouwheidskarakteristiek o.a. een glad verloop hebben en regelbaar zijn. Een niet-glad verloop is voornamelijk toe te schrijven aan resonanties van microfoon en telefoon. De karakteristieken van deze beide zijn verbeterd door akoestische holten met demping aan te brengen. Dientengevolge is de gevoeligheid verminderd, maar niettemin is hier met weinig moeite een grotere geluidssterkte dan bij het buizentoestel te verkrijgen doordat het uitgangsvermogen desnoods kan worden opgevoerd tot de relatief hoge waarde van 10 mVA indien men als voedingsbatterij drie cellen gebruikt (3,6 V).

Wat de regelbaarheid betreft, de patient heeft in de eerste plaats de keuze tussen drie telefoons met verschillende karakteristiek, en bovendien is de karakteristiek van de versterker regelbaar door middel van een knopje met drie standen. Dit geeft dus in totaal een keuze uit negen getrouwheidskarakteristieken.

Zoals overal in de communicatietechniek, is ook hier de signaal-ruisverhouding een belangrijke grootheid. De eerste transistors stonden, wat ruis betreft, nog enigszins bij buizen achter, maar de moderne typen zijn zoveel beter dat er een toestel mee te maken is dat minder ruist dan een goed buizentoestel. Het equivalente ingangssignaal voor de ruis bij een buizentoestel is ongeveer 25 dB boven het nulniveau (10^{-16} W/cm^2), bij het hoortoestel KL 5500 is het minder dan 20 dB.

Behalve met deze electrische ruis, heeft men bij een hoortoestel te doen met het zg. kledingsgeruis, dat ontstaat doordat het „oor" van de patient als het ware op zijn kleding ligt. Dit geruis is vrij regelmatig over het gehele spectrum verdeeld; het storingsniveau ervan komt ongeveer overeen met het niveau van normale spraak op 1 meter afstand. Bij de KL 5500 is het kledingsgeruis sterk verminderd doordat de microfoonholte akoestisch is geïsoleerd van de rest van het toestel.

P. BLOM.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2228: P. F. J. Bogers: Organische stoffen bij demineralisatie (Water **38**, 229-302, 1954, No. 25).

Op grond van economische overwegingen wordt in de industrie voor de bereiding van zoutvrij water de methode van destillatie steeds meer vervangen door die van ionenuitwisseling (demineralisatie). Laatstgenoemde methode is vooral van belang voor de bereiding van voedingswater voor hogedrukketels. De aanwezigheid van in het ingangswater opgeloste organische stoffen kan de oorzaak zijn van een voortschrijdende vervuiling van de anionwisselaar (styreenhars). Door de regeneratie van deze hars (met loog) uit te voeren bij een enigszins verhoogde temperatuur (35-40 °C), bleek dit bezwaar overwonnen te zijn. Zelfs door organische stoffen geheel vervuilde harsen bleken op deze wijze weer gereinigd te kunnen worden, zonder schade aan de uitwisselingscapaciteit. De organische stoffen, voor zover zij in de demineralisatie-installatie niet worden gevangen, vergroten het geleidingsvermogen en verkleinen de p_H van het afgeleverde water in aanzienlijke mate. Het geleidingsvermogen na demineralisatie is dan ook groter dan overeenkomt met het resterende zoutgehalte. Verschillende proeven, o.a. absorptiemetingen in het infrarood, hebben aangetoond dat de kleine waarde van p_H het gevolg is van afsplitsing van waterstofionen van de organische verbindingen.

2229*: J. Smit en H. P. J. Wijn: Physical properties of ferrites (Advances in Electronics and Electron Physics **6**, 69-136, 1954).

Uitvoerige samenvatting van de tot einde 1953 verkregen theoretische inzichten en experimentele resultaten op het gebied van de materiaaleigenschappen van Ferroxcube. Zie ook: Philips techn. T. **8**, 353-360, 1946; **9**, 186-192, 1947; **11**, 317-325, 1949; **13**, 213-226, 1951; **16**, 124-133, 1954 (No. 4-5); en deze overzichten **2092** en **2109**.

2230: F. A. Kröger en H. J. G. Meyer: The edge emission of ZnS, CdS and ZnO and its relation to the lattice vibrations of these solids (Physica **20**, 1149-1155, 1954, No. 12).

De luminescentiespectra van ZnS, CdS en ZnO vertonen in de buurt van de fundamentele absorptiekant een zekere vibratiestructuur. Zoals in dit artikel wordt aangetoond, correspondeert de hierbij optredende vibratiefrequentie met de frequentie van de longitudinale roostertrillingen van de optische tak, eventueel in combinatie met een transversale roostertrilling van deze tak. Hieruit volgt dat de kantemissie wordt bepaald door het rooster zelf en niet door eventuele verontreinigingen of roosterstoringen.

Uit waarnemingen van Klick en op grond van een theoretische redenering wordt geconcludeerd dat de luminescentie moet worden toegeschreven aan excitonen. De zwakke emissiebanden die optreden bij hogere frequenties worden toegeschreven aan overgangen van de lege naar de volle band of aan overgangen vanuit hogere excitontoestanden.

Het optreden bij ZnO en BeO van dubbele pieken in het infrarode absorptiespectrum ten gevolge van de roostertrillingen, wordt, volgens een theorie van Born en Blackman, verklaard met behulp van een proces waarbij tegelijkertijd fononen van de optische en van de akoestische tak een rol spelen.

2231: C. Z. van Doorn: Temperature dependence of the energy gap in ZnS (Physica **20**, 1155-1156, 1954, No. 12).

De temperatuurcoëfficient van de breedte van de verboden zone tussen de volle band en de geleidingsband in ZnS werd afgeleid uit rechtstreekse metingen van de absorptiekant bij verschillende temperaturen. De resultaten vertonen goede overeenstemming met de berekeningen van Piper en met de metingen van Gisolf.

2232: T. Tol: Fundamentale Probleme bei der Röntgen-Kinematographie mit Bildverstärker (Research Film No. 5, blz. 1-6, dec. 1954.)

Door het gebruik van de röntgenbeeldversterker in de röntgencinematografie is het mogelijk röntgenfilms te maken met een voor de patient nog toelaatbare dosis. Aangetoond wordt dat bij de keuze van een gevoelige film en een voldoend lichtsterke afbeeldingsoptiek de korreligheid van de filmbeeldjes grover is dan overeenkomt met de intrinsieke filmkorreligheid. De oorzaak hiervan is dat ieder in het scherm van de beeldversterker geabsorbeerd röntgenquantum aanleiding geeft tot de zwarting van verscheidene (20 à 30) zilverkorrels in de emulsie. De statistische fluctuaties in het aantal geabsorbeerde röntgenquanta komen in de filmbeeldjes tot uiting als de genoemde grovere structuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Verbetering van de kwaliteit van de filmbeeldjes is alleen mogelijk door meer röntgenstraling per beeldje te gebruiken (grotere röntgendosis), waarbij dan de lichtsterkte van de optiek en/of de filmgevoeligheid moet worden aangepast. Zie ook Philips techn. T. **17**, 68-73, 1955 (No. 3).

R 261: J. Bruijsten: Graphical determination of reflex-klystron characteristics (Philips Res. Rep. **10**, 81-96, 1955, No. 2).

In de literatuur vindt men de theorie van „reflex-klystrons" voor kleine signalen uitvoerig behandeld. Dit artikel laat zien hoe enige der resultaten van deze theorie ook langs grafische weg kunnen worden verkregen. Uitgaande van een uitdrukking voor het genormeerde nuttige effect als functie van de focusseringsparameter, wordt een driehoeksdiagram afgeleid voor het genormeerde nuttige effect als functie van de verliesconductantie van de trilholte, van de conductantie ten gevolge van de belasting en van de electronische conductantie voor kleine signalen. Dit diagram kan worden gebruikt voor de constructie van een diagram voor electronische afstemming en van een theoretisch Rieke-diagram. Er wordt een methode besproken om met behulp van de diagrammen de genoemde parameters af te leiden uit experimentele gegevens.

R 262: M. E. Wise: Formulae relating to single-sample inspection by attributes (Philips Res. Rep. **10**, 97-112, 1955, No. 2).

Beschouwing over keuringskarakteristieken (kans op goedkeuring als functie van het percentage foutieve exemplaren in een partij) voor partijkeuring op een enkel kwalitatief kenmerk. De mathematische formules die ten grondslag liggen aan keuringskarakteristieken, worden in herinnering gebracht en vervolgens gebruikt ter afleiding van nauwkeurige uitdrukkingen voor het controlepunt (percentage foutieve exemplaren in een partij waarbij de kans op goedkeuring 50% bedraagt) en voor de helling van de keuringskarakteristiek in dit punt. Verder worden enige eenvoudige benaderende uitdrukkingen gegeven die worden vergeleken met ervaringscijfers. De formules worden gegeven voor oneindige partijgrootte (waarbij de aantallen foutieve exemplaren in steekproeven van n stuks binomiaal zijn verdeeld) en voor eindige partijgrootten (waarbij deze verdeling hypergeometrisch is). De keuringskarakteristieken worden vervolgens algemeen behandeld in verband met hun gedrag in het controlepunt. Dan volgt een numeriek voorbeeld van een keuringsschema voor eindige partijgrootte, waarbij een equivalent schema voor keuring op een kwantitatief kenmerk wordt berekend. De keuringskarakteristieken van de twee schema's worden vergeleken.

R 263: J. Smit en H. G. Beljers: Ferromagnetic resonance absorption in $BaFe_{12}O_{19}$, a highly anisotropic crystal (Philips Res. Rep. **10**, 113-130, 1955, No. 2).

In een eenkristal van $BaFe_{12}O_{19}$ dat zich bevindt in een hoogfrequent magnetisch wisselveld, treedt bij bepaalde waarden van het statische magnetische veld loodrecht op de magnetische voorkeursrichting een ferromagnetische resonantie op. Deze waarden zijn gemeten bij een frequentie van 24000 MHz. De voorwaarden voor resonantie ondergaan sterk de invloed van de kristalanisotropie en, in het geval dat de statische veldsterkte niet groot genoeg is om magnetische verzadiging op te leveren, ook van de configuratie der Weiss-gebieden. Langs theoretische weg wordt afgeleid dat bij ten hoogste drie waarden van het statische magnetische veld resonantie kan optreden, en inderdaad zijn bij hogere temperaturen (ca. 200 °C) experimenteel drie waarden gevonden. Uit de waarnemingen werden de waarde van de gyroscopische splitsingsfactor (g-factor) en van het met de anisotropie equivalente magnetische veld berekend. De g-factor bleek de waarde te hebben die correspondeert met een alleen van electronenspins afkomstig magnetisme. De kristalanisotropie wordt waarschijnlijk veroorzaakt door magnetische dipool-dipoolwisselwerking.

R 264: K. F. Niessen: Magnetic anisotropy and Van Vleck's relation for antiferromagnetics (Philips Res. Rep. **10**, 131-140, 1955, No. 2).

De auteur leidt een formule af voor de invloed van de magnetische anisotropie op de susceptibiliteit van antiferromagnetische materialen. Deze formule is algemener dan die gegeven door Nagamiya, daar in rekening wordt gebracht dat voor de twee soorten magnetische spins de anisotropiecoëfficienten verschillen, terwijl tevens de magnetische momenten een gering verschil vertonen. Op overeenkomstige wijze wordt het door Van Vleck gegeven verband tussen de susceptibiliteit bij 0 °K van gepoederd materiaal en de Curie-temperatuur tot het meer algemene geval uitgebreid.

R 265: T. Tol, W. J. Oosterkamp en J. Proper: Limits of detail perceptibility in radiology particularly when using the image intensifier (Philips Res. Rep. **10**, 141-157, 1955, No. 2).

Uitvoeriger verslag van het onderzoek beschreven in Philips techn. T. **17**, 68-73, 1955 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!